T H E S E

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

Bernard LUCAS

ETUDE D'UN DETECTEUR DE NEUTRONS DE FISSION, ET APPLICATION A LA MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE ^{241}Am

Soutenue le 19 décembre 1975, devant la Commission d'Examen

MM.	M. LEFORT	Président
	B. LEROUX	
	R. JOLY	Examinateurs
	D. PAYA	

THESE

PRESENTEE

A L'UNIVERSITE DE PARIS-SUD

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE

par

Bernard LUCAS

ETUDE D'UN DETECTEUR DE NEUTRONS DE FISSION, ET APPLICATION A LA MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE ^{241}Am

Soutenue le 19 décembre 1975, devant la Commission d'Examen

MM.	M.	LEFORT	Président
	B.	LEROUX	
	R.	JOLY	Examinateurs
	D.	PAYA	

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

REMERCIEMENTS

Ce travail a été réalisé dans les laboratoires du Commissariat à l'Energie Atomique, au service de Mesures Neutroniques Fondamentales. Ma profonde reconnaissance va à son Chef Monsieur R. JOLY pour son appui constant.

Les expériences qui ont servi de base à cette étude ont, tout d'abord, été réalisées sous la direction de Monsieur A. MICHAUDON puis après son départ sous celle de Monsieur D. PAYA, auprès desquels j'ai trouvé constamment une aide précieuse. Ils savent que ma reconnaissance leur est acquise.

Que Messieurs H. DERRIEN et J. TROCHON qui m'ont prodigué conseils et suggestions tout au long de ce travail avec une amabilité qui n'a eu d'égal que la constance, se trouvent ici très chaleureusement remerciés. J'adresse aussi un grand merci à Monsieur J. BLONS pour l'utilité des remarques qu'il a pu me faire lors de la rédaction du présent manuscrit.

Mes remerciements les plus vifs vont à Madame M. CAUVIN qui a écrit les programmes d'analyse et plus particulièrement à Mademoiselle C. THIEBAULT qui dans une humeur toujours sympathique m'a grandement facilité le dépouillement des résultats.

Dans mes remerciements je n'oublierai pas Messieurs M. DUMAZERT et L. PLATEAU qui, grâce à leur compétence, ont résolu les problèmes de mécanique et d'implantation du détecteur, ainsi que Monsieur FRAMONT qui, dans des conditions méritoires, a réalisé les échantillons d'américium. J'associerai également l'équipe de Monsieur S. ROLAND qui a assuré le fonctionnement de l'accélérateur.

Enfin, que Madame P. GUGENBERGER et son groupe soient vivement remerciés pour avoir assuré la préparation matérielle de cette thèse.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

https://archive.org/details/IA41548106_0011

TABLE DES MATIERES

INTRODUCTION 1

Chapitre I - PRINCIPE DU DETECTEUR 5

I.1 Enoncé du principe 5
I.2 Les protons de recul 5

I.2.A Le spectre des protons de recul 6
I.2.B Le spectre des impulsions lumineuses et électriques 6

I.3 Le scintillateur liquide 7

I.3.A Les solvants 7
I.3.B Les solutés 7
I.3.C Le liquide scintillant NE 213 8

I.4 Les différents niveaux quantiques des électrons 8
I.5 Les liaisons π à l'origine de la luminescence 8

I.5.A L'hybridation Sp_3 ou tétraédrique 9
I.5.B L'hybridation Sp_2 ou triangulaire 9
I.5.C L'hybridation Sp 10

I.6 La luminescence 10

I.6.A Les mécanismes 10
I.6.B Transferts d'énergie dans le liquide 11
I.6.C L'émission de lumière 11

I.7 Corrélation entre la particule ionisante et la forme de l'impulsion 13

Chapitre II - DESCRIPTION DU DETECTEUR 15

II.1 Description du détecteur 15

II.2 Installation auprès de l'accélérateur 16

II.2.A Les collimations 17

II.2.B Les protections 17

Chapitre III - L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS ET LA METHODE DE MESURE PAR TEMPS DE VOL 20

III.1 L'accélérateur linéaire d'électrons 20

III.2 La source de neutrons 21

III.3 Principe d'une mesure par la méthode du temps de vol 22

Chapitre IV - LE CIRCUIT DISCRIMINATEUR DE FORME 24

IV.1 Raisons du choix de la méthode 24

IV.1.A Les circuits basés sur une méthode de comparaison de charges 24

IV.1.B Les circuits basés sur la mesure du temps de passage à zéro du signal après différenciation ... 25

IV.1.C Les circuits basés sur la formation d'une charge d'espace au niveau de la dernière dynode du photomultiplicateur 26

IV.2 Principe de la méthode 26

IV.3 Réalisation pratique 27

IV.3.A Amélioration des caractéristiques du discriminateur 27

IV.3.B Le système discriminateur 28

IV.3.C Les circuits du module "Renatran" 28

Chapitre V - LA CHAINE ELECTRONIQUE 30

V.1 Le photomultiplicateur et son circuit d'alimentation haute tension 30

V.2 Le dispositif discriminateur de forme et d'analyse du temps de vol 31

V.3 Le circuit de pulsation 32

Chapitre VI - LES PERFORMANCES DU DETECTEUR 33

VI.1 Efficacité du détecteur 33
VI.2 Mesure de l'efficacité 34
VI.3 Efficacité du taux de réjection γ 37
VI.4 Réponse à l'éclair γ 37
VI.5. Bruit de fond 38

Chapitre VII - SECTIONS EFFICACES DE FISSION INDUITES PAR NEUTRONS DE RESONANCES 40

VII.1 Rappels théoriques 40
VII.2 Définition des sections efficaces 42
VII.3 Expression des sections efficaces 43
VII.4 Effet Doppler 44
VII.5 Résolution expérimentale 45
VII.5.1 Facteurs apportant une imprécision sur T 45
VII.5.2 Facteurs apportant une imprécision sur L 46
VII.6 Expression des sections efficaces résonnantes mesurées .. 47

Chapitre VIII - MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE ^{241}Am .. 49

VIII.1 Mesure des événements fission 49
VIII.2 Mesure du spectre 50
VIII.3 Correction d'auto-absorption 50
VIII.4 Diffusion multiple 51
VIII.5 Normalisation 51
VIII.6 Conditions expérimentales 52
VIII.7 Dépouillement des résultats 55
VIII.8 Les résultats 55

CONCLUSION 57

FIGURES et TABLEAUX

INTRODUCTION

L'accélérateur linéaire de 60 MeV de Saclay, utilisé comme source pulsée de neutrons est un outil de choix pour l'étude des réactions nucléaires à basse énergie (1 eV < E < 100 keV). En effet, pour un neutron, l'absence de barrière coulombienne permet à celui-ci de pénétrer facilement à l'intérieur du noyau cible pour former un noyau composé. Il y induit des niveaux excités correspondant à des états quantiques bien définis. La répartition de ces différents états excités en fonction de l'énergie des neutrons incidents apparaît sous forme de résonances si la résolution est suffisante.

Le noyau composé peut se désexciter de trois manières différentes qui forment les voies de sortie de la réaction :

a) réémission d'un neutron de même énergie que le neutron incident : c'est la diffusion élastique ;

b) émission d'un ou plusieurs rayons γ : c'est la capture radiative ;

c) fission pour les noyaux lourds en deux fragments de masse voisine avec, quelquefois, émission d'une particule légère (α). L'énergie libérée lors de cette réaction est très grande (environ 200 MeV). Les fragments très excités émettent un certain nombre ν de neutrons et de rayons γ. Le nombre moyen $\bar{\nu}$ de neutrons émis par fission est généralement compris entre 2 et 4.

Pour un noyau donné $\bar{\nu}$ peut varier légèrement d'une résonance à l'autre, mais ces fluctuations sont très faibles (de l'ordre de quelque %). L'énergie moyenne des neutrons émis se situe aux environs de 1 MeV. Enfin, l'énergie moyenne des rayons γ est d'environ 2 MeV.

La fission est étudiée depuis longtemps dans notre laboratoire, mais elle était limitée à certains isotopes de l'uranium, du neptunium ou du plutonium [0,1] [0,2]. Les mesures avaient été réalisées à l'aide d'une chambre à ionisation [0,3] ou d'un scintillateur gazeux [0,4]. Leur principe est basé sur la détection des fragments de fission. Ceci conduit à utiliser des échantillons de faible épaisseur (1 à 2 mg/cm^2) car le parcours des fragments dans la matière est faible, (10 mg/cm^2 dans U_3O_8 par exemple). Le dépôt de matière fissile doit donc être mince afin que les fragments puissent en émerger et être détectés. Ces détecteurs sont également sensibles aux rayons α de la radioactivité naturelle de l'échantillon. On effectue la discrimination entre les fragments et les particules α par l'amplitude des impulsions qu'ils fournissent. Mais si le rayonnement α est trop intense, ses impulsions peuvent alors s'empiler et simuler un événement fission ; les circuits électroniques sont alors incapables d'effectuer la discrimination. Il est donc indispensable que le taux d'empilements soit assez faible pour permettre une discrimination correcte. La radioactivité naturelle α ne doit pas être supérieure à 10^8 α/s. Ces deux conditions limitent ainsi la quantité de matière fissile, et donc le taux de comptage de l'expérience.

Si ces détecteurs étaient bien adaptés au type de mesures réalisées jusqu'à présent, ils ne conviennent plus si l'on souhaite étudier des noyaux présentant une forte radioactivité α et une faible section efficace de fission.

Cependant, il devient nécessaire d'étendre la gamme des noyaux étudiés parce que :

- d'une part, le perfectionnement des codes de calcul des réacteurs oblige à tenir compte des transplutoniens créés dans les barreaux. C'est le cas de ^{241}Am qui est produit dans le combustible par la réaction

$$^{240}Pu_{94} + n \rightarrow {}^{241}Pu_{94} \xrightarrow{\beta} {}^{241}Am_{95}$$

- d'autre part, les travaux effectués sur les noyaux non fissiles comme ^{237}Np ont montré l'intérêt de ces noyaux pour comprendre le mécanisme de la fission et en particulier la forme de la barrière.

Nous avons décidé de construire un détecteur qui permette de faire ces mesures. Les transplutoniens présentent à la fois une forte activité α et une faible section efficace de fission. Il faut construire un détecteur qui puisse accepter une quantité importante de matériau fissile, pour donner un taux de comptage acceptable, sans pour cela être gêné par le rayonnement α. Son principe est basé sur la détection des neutrons de fission. Ceux-ci interagissent avec les noyaux d'hydrogène d'un scintillateur liquide placé autour de l'échantillon. Ils sont détectés par l'intermédiaire des protons de recul qui ionisent les molécules du liquide. Un tel détecteur est insensible par définition aux rayons α. Il peut accepter un échantillon épais car les neutrons de fission sont peu absorbés dans celui-ci.

Nous avons ainsi pu mesurer la section efficace de fission de ^{241}Am dans une gamme d'énergie comprise entre 1 eV et plusieurs dizaines d'électrons-volt. Le but de ce travail est d'exposer le principe, la mise au point, le fonctionnement du détecteur utilisé, ainsi que les résultats obtenus par la méthode du temps de vol de neutrons. Le plan que nous allons suivre sera le suivant :

- Chapitre I : Rappels sur les phénomènes de luminescence dans les scintillateurs liquides et principe du détecteur.

- Chapitre II : Description du détecteur, et de son installation auprès de l'accélérateur. L'accent sera mis sur les précautions prises pour réduire l'influence du bruit de fond sur la mesure.

- Chapitre III : Description de la source de neutrons, et de la spectrométrie de ceux-ci par la méthode du temps de vol.

- Chapitre IV : Description du circuit discriminateur de forme.

- Chapitre V : Description de la chaîne électronique.

- Chapitre VI : Les performances du détecteur.

- Chapitre VII : Sections efficaces de fission induites par neutrons de résonances.

- Chapitre VIII : Mesure de la section efficace de fission de ^{241}Am.

- Conclusion.

Bibliographie de l'Introduction

[0,1] J. BLONS
Nuclear Science and Engineering, 51, 130-147 (1973).

[0,2] D. PAYA
Thèse Doctorat d'état (1972).

[0,3] A. MICHAUDON
Thèse de Doctorat d'état - Paris 1964 - Rapport CEA n° 2552.

[0,4] C. EGGERMAN, J. BLONS, M. DUMAZERT, Y. PRANAL
Nuclear Instruments and Methods, 81 (1970) 243-252.

Chapitre I

PRINCIPE DU DETECTEUR

I.1 ENONCE DU PRINCIPE

Il consiste à détecter les neutrons de fission en utilisant leur interaction avec des noyaux d'hydrogène contenus dans un scintillateur liquide. Lors du choc d'un neutron sur un proton, le proton recule et ionise sur son parcours les atomes ou molécules du liquide. Le retour au niveau fondamental de certaines molécules excitées se traduit par l'émission de photons, créant une impulsion lumineuse. Celle-ci est transformée en impulsion électrique par l'intermédiaire d'un photomultiplicateur. L'impulsion analysée, puis mise en forme constitue l'information "fission". Tel peut être, défini d'une façon générale, le principe du détecteur. Il s'agit d'aborder maintenant les différentes étapes qui mènent à l'obtention du signal fission.

I.2 LES PROTONS DE RECUL

Dénués de charge électrique, les neutrons ne peuvent provoquer eux-mêmes l'ionisation ou l'excitation des molécules ou atomes du scintillateur. C'est parce qu'ils cèdent de l'énergie aux protons du liquide scintillant que leur présence est détectée.

Les lois de la conservation de l'énergie cinétique et de la quantité de mouvement permettent de calculer l'énergie cédée par le neutron. Dans le système du laboratoire, elle est donnée par la relation :

$$E_n' = E_o \cos^2 \theta \qquad (I.1)$$

dans laquelle E_n' représente l'énergie du noyau après le choc, E_o l'énergie cinétique du neutron incident et θ l'angle formé par les directions initiales et finales du neutron. Ainsi, selon l'angle d'incidence sous lequel se produit le choc, le neutron pourra céder tout ou partie de son énergie cinétique au proton appelé dans ce cas proton de recul.

I.2.A Le spectre des protons de recul

Il résulte de l'expression (I.1), que pour un faisceau monoénergétique de neutrons incidents, on obtient un spectre en énergie de protons de recul qui s'étend depuis la valeur E = 0 pour un choc rasant à celle $E = E_o$ pour un choc de front. Ce spectre théorique qui correspond à une probabilité égale pour toute énergie a une forme rectangulaire.

I.2.B Le spectre des impulsions lumineuses et électriques

Les protons ayant acquis une certaine quantité d'énergie cinétique vont dissiper celle-ci sur leur trajectoire. Ils ionisent ou excitent les molécules du liquide scintillant sur des distances plus ou moins longues en fonction de leur énergie. Le retour au niveau fondamental des molécules ainsi excitées produit des luminescences dans le liquide qui sont vues par un photomultiplicateur.

Les neutrons émis lors de la fission ne sont pas monoénergétiques. Leur répartition correspond à un spectre d'évaporation qui a la forme présentée sur la figure I.1. Le spectre en amplitude des impulsions électriques provenant de celui des protons de recul sera le résultat de la convolution des deux spectres : l'un rectangulaire, correspond à la répartition des protons de recul pour une énergie de neutron donnée, l'autre (figure I.1) venant de la distribution des neutrons de fission.

D'autres particules peuvent également ioniser le liquide scintillant. C'est le cas en particulier des électrons produits par effet Compton. Un rayon γ d'énergie $h\nu$ qui rencontre un noyau est diffusé avec une énergie $h\nu'$ inférieure à son énergie incidente. La différence d'énergie est cédée à un électron peu lié de la couche périphérique de l'atome. Il libère cette énergie en excitant ou ionisant les molécules du liquide. Les impulsions lumineuses formées ont également un spectre étalé en amplitude.

Il faudra donc "sélectionner" parmi le spectre d'impulsions fourni par le photomultiplicateur celles qui correspondent aux neutrons de fission. La discrimination d'amplitude n'est pas possible car nous sommes en présence d'un mélange de deux spectres d'amplitude équivalente. Par contre, il est possible d'effectuer une discrimination sur la forme des impulsions car celles-ci diffèrent selon qu'elles sont dues à un proton ou à un électron.

Dans les paragraphes qui suivent, nous allons montrer l'origine de cette différence. Avant d'aborder ce sujet, nous ferons quelques rappels sur la composition d'un scintillateur liquide et sur quelques notions de physique atomique.

I.3 LE SCINTILLATEUR LIQUIDE

Le liquide scintillant est un composé organique qui transforme l'énergie cinétique des particules en énergie lumineuse. Pour assurer au mieux cette transformation il doit présenter tout d'abord une forte probabilité de réaction avec les particules que l'on souhaite détecter. Il faut ensuite que les transferts d'énergie s'opèrent dans les meilleures conditions et enfin que la luminescence émise coïncide le plus exactement possible avec la sensibilité spectrale de la photocathode utilisée. Ces conditions sont obtenues par un mélange de différents composants de molécules aromatiques qui peuvent être groupées en deux catégories : les solvants et les solutés.

I.3.A Les solvants

En plus de leur fonction spécifique de solvants, ils doivent favoriser les transferts d'énergie entre les différentes molécules. Dans un même scintillateur, on pourra rencontrer plusieurs solvants qui porteront les noms de "premier solvant", "second solvant" etc ... en fonction de leur abondance relative.

I.3.B Les solutés

Les solutés sont les matières qui émettent une luminescence dans la région spectrale de sensibilité des photocathodes. On utilise en général deux solutés qui sont également classés par leur abondance relative : premier soluté, deuxième soluté. Dans ce cas le second a pour but de recaler plus parfaitement le spectre émis par le premier.

I.3.C Le liquide scintillant NE 213

Le liquide scintillant NE 213 utilisé, nous a été fourni par la firme Nuclear Enterprise. Les solvants qui le constituent sont du xylène purifié et du naphtalène. Le POPOP [1,4-di-(2-(5 phényl oxazohyl)-benzène] est utilisé comme second soluté, le nom du premier ne nous a pas été fourni par la firme. Le liquide est riche en atomes d'hydrogène, la proportion du nombre d'atomes de ceux-ci par rapport à ceux du carbone est de 1,213. Le rendement lumineux par rapport à celui de l'anthracène est de 78%.

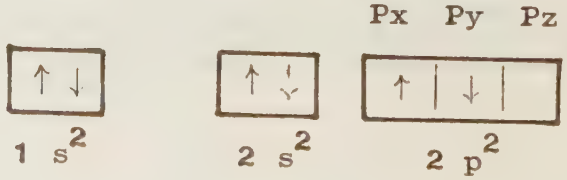
I.4 LES DIFFERENTS NIVEAUX QUANTIQUES DES ELECTRONS

D'après la théorie quantique des atomes qui a été développée par N. Bohr, les électrons doivent se trouver obligatoirement sur certains niveaux d'énergie ou couches autorisés. Un électron peut sauter d'un niveau à l'autre en émettant ou en absorbant un photon. Les niveaux d'énergie sont caractérisés par un ensemble de nombres quantiques définissant à la fois la position et la rotation de l'électron dans l'atome : n nombre quantique principal ; l nombre quantique orbital ; m nombre quantique magnétique ; et s nombre quantique de spin. Le nombre quantique m correspondant à la division d'une sous-couche l en différentes orbitales retiendra plus particulièrement notre attention . Chaque orbitale peut contenir au plus deux électrons. Les orbitales des électrons périphériques sont responsables des liaisons entre les différents atomes de la molécule et certaines d'entre elles sont à l'origine de la luminescence dans les molécules aromatiques.

I.5 LES LIAISONS π A L'ORIGINE DE LA LUMINESCENCE

La structure des molécules aromatiques est fortement conditionnée par la structure électronique de l'atome de carbone. Son étude nous permettra de préciser les différentes liaisons donnant lieu à la luminescence.

La configuration électronique de l'état fondamental du carbone, définie en terme de nombre quantique est indiquée sur le schéma ci-dessous, dans lequel les carrés représentent les orbitales et les flèches le spin des électrons.



Bien que chaque orbitale puisse contenir deux électrons, les forces de répulsion coulombienne incitent les électrons à se placer successivement dans les diverses orbitales jusqu'à ce que chacune d'elles contienne au moins un électron même si il y a de la place disponible dans plusieurs orbitales de même énergie. C'est seulement lorsque toutes les orbitales contiendront un électron, qu'un second, de spin opposé, pourra s'ajouter à l'une ou l'autre des orbitales.

Ceci explique la présence d'un seul électron dans chacune des orbitales Px et Py du carbone. Dans ce cas, il n'y a que deux électrons disponibles. Pour expliquer la tétravalence du carbone dans les composés aromatiques, il est nécessaire alors de faire appel à la théorie des orbitales hybrides due à Pauling, et dans laquelle on admet qu'un certain nombre d'orbitales d'un même atome peuvent disparaître et être remplacées par un nombre égal d'orbitales identiques déduites mathématiquement des premières. Venant d'origines différentes, en particulier des couches s, p, d, ces nouvelles orbitales sont dites hydrides. Lorsqu'un atome susceptible de réagir avec un atome de carbone, s'approche, un électron de la couche 2 s^2 est promu au niveau supérieur p_z libre. L'hybridation réalisée est faite ainsi avec un électron s et les trois électrons p. Les liaisons dans la formation des molécules peuvent alors se réaliser de trois façons.

I.5.A L'hybridation Sp_3 ou tétraédrique

Ce type d'hybridation qui fait intervenir les orbitales 2s, $2p_x$, $2p_y$, $2p_z$ conduit à la tétravalence du carbone. Les quatre orbitales hybrides identiques sont dirigées du centre aux quatre sommets d'un tétraède régulier inscrit dans un cube. Les liaisons appelées liaisons σ sont identiques et font entre elles des angles égaux. Ce type de structure permet de comprendre les propriétés du diamant. Elle conduit à un édifice cristallin très compact et très dur. Les molécules constituées par les liaisons σ, très fortes ne sont pas favorables aux phénomènes de luminescence car elles sont très difficiles à perturber.

I.5.B L'hybridation Sp_2 ou triangulaire

Dans ce type d'hybridation, seules les orbitales $2s^2$, $2p_x$ et $2p_y$ entrent en jeu. L'orbitale $2p_z$ n'est pas concernée. Il en résulte trois orbitales hybrides identiques situées dans un même plan à 120° l'une de l'autre. Cette configuration confère une structure annulaire

hexagonale aux molécules organiques aromatiques. C'est ainsi le cas du graphite qui se présente sous la forme d'un empilement régulier feuilleté de réseaux cristallins plans dans lesquels les atomes sont disposés suivant des hexagones.

Les orbitales $2p_z$, qui n'ont pas participé à l'hybridation sp_2, sont perpendiculaires au plan donné par sp_2. Elles sont responsables des liaisons π. Ces liaisons n'ont pas un emplacement précis : elles sont appelées liaisons π délocalisées. Les électrons des orbitales $2p_z$ sont très libres, ils forment un "nuage mouvant" et n'appartiennent pas à un atome en particulier. Il est très facile de bouleverser leur équilibre. C'est leur excitation qui est à l'origine de la luminescence dans les molécules aromatiques.

I.5.C L'hybridation Sp

Dans cette configuration, les orbitales $2p_y$ et $2p_z$ restent inchangées. Seules les orbitales 2s et $2p_x$ participent à l'hybridation. Ces orbitales placées à 180° l'une de l'autre sont responsables des liaisons σ. On trouve cette configuration dans des molécules linéaires telles que l'acétylène. Les orbitales $2p_y$ et $2p_z$ sont disponibles pour former des liaisons π délocalisées. Ces molécules sont donc, elle aussi, luminescentes.

En résumé, on retiendra que seuls les effets d'excitation ou d'ionisation des électrons des liaisons π délocalisées seront à l'origine des phénomènes de luminescence.

I.6 LA LUMINESCENCE

I.6.A Les mécanismes

Une particule ionisante traversant un liquide scintillant cède progressivement son énergie aux molécules placées sur son trajet. En fonction de son énergie initiale, elle produira des perturbations du cortège électronique plus ou moins importantes. Ces perturbations peuvent se traduire par :

a) l'excitation d'un électron des liaisons π due au passage de celui-ci à un niveau énergétique supérieur ; ou l'ionisation de la molécule si l'électron quitte cette dernière.

b) l'excitation d'électrons autres que ceux des liaisons π. Dans ce cas, l'énergie acquise par la molécule est dissipée sous forme thermique et ne donne pas lieu à luminescence ;

c) enfin, par l'ionisation de la molécule due au départ d'électrons autres que ceux des liaisons π. Il y a bouleversement soit temporaire soit définitif du cortège électronique de la molécule. Dans le premier cas, on aboutit à une recombinaison des ions. Les électrons des ions libérés peuvent à leur tour provoquer une nouvelle excitation ou ionisation. Dans le deuxième cas, il y a destruction de la molécule. On aboutit à la formation d'impuretés. Celles-ci ont un effet d'absorption des phénomènes luminescents et peuvent réduire l'efficacité du scintillateur s'il est soumis à une irradiation prolongée.

I.6.B Transferts d'énergie dans le liquide

Ce sont particulièrement les molécules du ou des solvants qui sont excitées en raison de leur abondance par rapport à celle des solutés. Leur niveau d'excitation est plus ou moins élevé. Un certain nombre de transferts d'énergie se produit dans le liquide avant d'aboutir à l'émission d'un photon. Ces transferts sont appelés conversions internes. De cette façon, l'énergie migre du solvant vers le soluté. Cette migration s'effectue essentiellement par interactions dipôle-dipôle ou accessoirement par collisions.

I.6.C L'émission de lumière

Au cours d'une excitation, l'électron passe d'une orbitale à une autre d'énergie supérieure. Dans ce passage il peut conserver son spin, dans ce cas la molécule se trouve dans un état excité singulet. Suivant son état d'excitation nous noterons ce niveau par S_1, S_2, S_3 ... S_4. Si le passage se fait avec changement de spin la molécule se trouve dans un état excité triplet que nous noterons également par T_1, T_2, T_3 ... T_n suivant le niveau d'excitation. Toutefois la molécule n'émettra un photon lumineux que dans le cas où elle se désexcitera d'un niveau S_1 ou T_1 vers le niveau fondamental S_0. Si son niveau d'excitation S_n ou T_n est supérieur à S_1, il faudra d'abord qu'elle dissipe la différence (S_n-S_1) ou $(T_n - T_1)$ pour aboutir au niveau S_1 ou T_1. Cette désexcitation partielle peut se faire de différentes façons : thermique, migration de l'énergie d'une molécule à l'autre, conversion interne, etc ...

Suivant le type de désexcitation trois modes d'émission lumineuse sont à considérer : la fluorescence prompte, la fluorescence retardée et la phosphorescence.

a) fluorescence prompte

La fluorescence est le rayonnement émis lors de la désexcitation d'un niveau singulet S_1 vers le niveau fondamental S_0. Elle décroît selon une loi exponentielle dont la constante de temps est rapide (quelques nanosecondes). Elle caractérise ce que l'on appelle la composante rapide de l'impulsion lumineuse.

b) fluorescence retardée

A la suite des conversions internes d'énergie, divers états métastables "M" de niveau énergétique très légèrement inférieur à S_1 peuvent apparaître. En raison de l'agitation thermique, certains d'entre eux sont "portés" jusqu'au niveau S_1. La fluorescence peut alors se produire mais avec un certain retard. La constante de temps correspondante est plus importante que celle de la fluorescence prompte, elle est de l'ordre de quelques dizaines de nanosecondes.

c) la phosphorescence

La phosphorescence est le rayonnement émis lors du passage d'un état triplet T_1 au niveau fondamental S_0. Elle décroît elle aussi selon une loi exponentielle, mais avec une constante de temps importante de l'ordre de quelques microsecondes. Toutefois, sa participation à l'impulsion lumineuse est pratiquement négligeable. Elle ne représente qu'environ $1^{o}/oo$ de l'amplitude maximum.

L'impulsion résultante est donc composée d'une somme d'impulsions émises avec des constantes de temps de décroissance différentes. Certains auteurs, Owen R.B., Bollinger et Thomas, l'on décrite en utilisant deux lois exponentielles. Ils décomposent l'impulsion en une première partie, constituée par la composante rapide due à la fluorescence avec une constante de temps de décroissance τ_r, et, une deuxième partie constituée par la composante lente due essentiellement à la fluorescence retardée avec une constante de temps de décroissance τ_1. La participation de la phosphorescence est considérée comme négligeable.

Il faut noter que les rayonnements émis, fluorescence ou phosphorescence ne sont pas monochromatiques. Les différents niveaux

énergétiques S_1, T_1, S_0 sont eux-mêmes peuplés de sous-niveaux vibrationnels. Il en résulte un spectre d'émission correspondant à tous les sauts possibles de ces sous-niveaux vers S_0. Ce spectre est caractéristique de la molécule.

I.7 CORRELATION ENTRE LA PARTICULE IONISANTE ET LA FORME DE L'IMPULSION

L'énergie lumineuse fournie par un scintillateur pour des particules faiblement ionisantes peut s'écrire sous la forme :

$$L = S\,E \qquad (I.2)$$

S étant l'efficacité du scintillateur et E l'énergie de la particule incidente ; ou bien sous la forme différentielle :

$$\frac{dL}{dr} = S\,\frac{dE}{dr} \qquad (I.3)$$

expression dans laquelle $\frac{dE}{dr}$ est la perte spécifique d'énergie et $\frac{dL}{dr}$ la fluorescence spécifique du scintillateur.

Cette formule est valable dans le cas d'une perte spécifique d'énergie faible et de molécules excitées espacées (plusieurs distances moléculaires entre elles). C'est le cas de l'ionisation par des électrons ; ils ionisent sur une grande distance sans créer de fortes perturbations du cortège électronique. Il en résulte une participation importante de la fluorescence prompte par rapport à la fluorescence retardée.

Mais, pour des particules fortement ionisantes, comme les protons, on est amené à faire appel à une formule semi-empirique proposée par Birks qui rend compte de l'effet d'auto-absorption de la composante rapide :

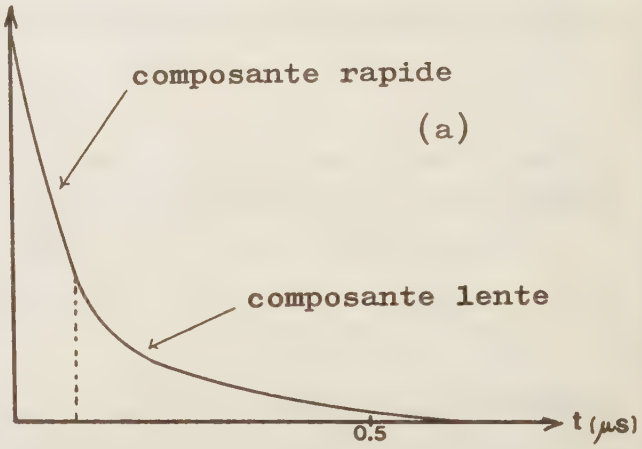
$$\frac{dL}{dr} = \frac{S\,\frac{dE}{dr}}{1 + kB\,\frac{dE}{dr}} \qquad (I.4)$$

Expression dans laquelle B est une constante et k un coefficient lié à l'absorption. La perte spécifique d'énergie est alors importante et le cortège électronique des molécules fortement perturbé. L'énergie est ainsi dissipée en "profondeur" au détriment du trajet d'ionisation en "surface". Les fortes perturbations produites sont propices à la forma-

tion d'états S_1 retardés en raison des nombreux échanges d'énergie et des conversions internes. Il en résulte une participation très accrue de la fluorescence retardée, et ce, au détriment de la fluorescence prompte donc de la composante rapide.

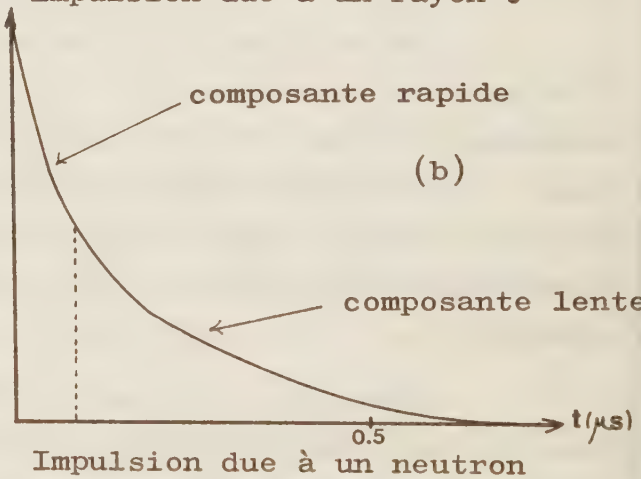
Ainsi s'expliquent les différences d'intensités relatives des composantes, selon le type de particule ayant provoqué l'ionisation du liquide. Ces différents phénomènes sont représentés sur la figure ci-dessous :

La figure (a) représente l'impulsion due à un rayon γ. (Ionisation par électron).



Impulsion due à un rayon γ

La figure (b) représente l'impulsion due à un neutron. (Ionisation par proton).



Impulsion due à un neutron

On utilise cette différence de forme pour effectuer une discrimination. La technique utilisée sera décrite dans le chapitre IV.

Chapitre II

DESCRIPTION DU DETECTEUR

II.1 DESCRIPTION DU DETECTEUR

Le détecteur (fig. II,1) est constitué par un cylindre métallique en acier inoxydable, long de 445 mm et ayant un diamètre de 390 mm. Il renferme 45 litres de liquide scintillant NE 213 maintenu sous atmosphère d'azote. Les extrémités de ce cylindre ont une forme tronconique. Un tube coaxial intérieur de diamètre Ø 155 mm permet d'introduire l'échantillon à étudier au coeur du détecteur.

Le cylindre est disposé horizontalement de telle façon que son axe coïncide avec la direction du faisceau de neutrons ; il est équipé, à sa partie supérieure d'un vase d'expansion pour permettre la dilatation du liquide et, à sa partie inférieure, d'une vanne permettant son remplissage. Cette vanne présente également l'avantage de pouvoir faire circuler un courant d'azote pour réduire au maximum les traces d'oxygène dans le liquide. Ce corps, en effet, est un "poison" qui détruit l'efficacité lumineuse du scintillateur. L'ensemble est placé sur un socle métallique équipé de vérins pour faciliter son alignement sur l'axe du faisceau de neutrons.

L'intérieur du cylindre est cloisonné en quatre parties égales. Chaque partie est vue par un photomultiplicateur XP 1040. Pour éliminer les problèmes de liaisons optiques, la photocathode est en contact direct avec le liquide. On réduit ainsi au minimum le nombre de dioptres disposés sur le trajet des rayons lumineux. L'étanchéité est obtenue en pressant la glace du photomultiplicateur sur un joint torique qui n'est pas altéré par le liquide.

Le photomultiplicateur est enfermé dans une enceinte étanche à la lumière constituée de deux parties. La première partie est munie d'une collerette dont la position est réglable par vis. C'est précisément elle qui, prenant appui sur le culot du photomultiplicateur, permet d'ajuster la pression sur le joint d'étanchéité. La seconde partie renferme le pont d'alimentation du culot ainsi que les adaptateurs d'impédance pour transmettre les signaux électriques en salle d'expérience.

Sur le plan optique, les quartiers sont isolés, mais des canaux assurent la libre circulation du liquide entre eux. Cette disposition présente l'avantage de pouvoir effectuer des coïncidences. Les parois intérieures du cylindre sont recouvertes d'une peinture réfléchissante.

L'efficacité du détecteur de neutrons est d'autant meilleure que les dimensions sont importantes. Il en résulte d'une part, une grande probabilité de réaction pour les neutrons qui y pénètrent et d'autre part un taux de collection d'autant meilleur que l'angle solide sous lequel est "vu" l'échantillon est voisin de 4π stéradians.

Mais une bonne résolution en temps n'est pas compatible avec de grandes dimensions. Ainsi des neutrons d'environ 1 MeV qui ont un libre parcours moyen dans le liquide de 80 cm, mettent 30 ns pour parcourir cette distance. L'incertitude apportée est trop importante pour définir le temps où s'est produit l'événement. Ceci explique notre choix d'utiliser une épaisseur de liquide beaucoup plus faible (12 cm) pour réduire l'incertitude en temps à moins de 5 ns, cette valeur de 5 ns étant imposée par les performances de la chaîne d'analyse.

II.2 INSTALLATION AUPRES DE L'ACCELERATEUR

En raison de ses grandes dimensions, ce scintillateur est particulièrement sensible aux différentes sources de bruit de fond. Aussi est-il nécessaire de soigner les conditions de son installation auprès de l'accélérateur.

Les sources de bruit de fond sont d'une part celles qui sont liées au faisceau de neutrons et d'autre part celles dues à la présence de l'échantillon. Afin de limiter ou de supprimer leur effet, nous avons installé un certain nombre de collimations et de protections.

II.2.A Les collimations

Les neutrons lents qui constituent le faisceau de particules produit par l'accélérateur linéaire, n'ont pas assez d'énergie pour faire reculer sensiblement les protons et ne sont donc pas détectés dans le scintillateur. Cependant, par interaction avec les parois ils peuvent donner lieu à de la capture radiative qui créé un bruit de fond de rayons γ. Il est donc nécessaire de collimater le faisceau pour qu'il ne vienne pas frapper les parois et que sa section corresponde à celle de l'échantillon à étudier. Nous avons ajusté le diamètre du faisceau au moyen de plusieurs collimations en paraffine borée. Elles sont placées en différents endroits de la base de vol et leurs diamètres vont décroissant lorsqu'elles se rapprochent du détecteur. Cette technique présente l'avantage, par rapport à l'utilisation d'une grosse collimation unique, de diminuer fortement le bruit de fond près du détecteur grâce à un éclatement progressif du faisceau.

II.2.B Les protections

a) Protections contre l'éclair γ

L'accélérateur linéaire présente la caractéristique de produire un flux de rayons γ extrêmement intense lors de l'émission de chaque "bouffée" de neutrons. Ce flux a une valeur telle qu'il "éblouit" le détecteur pendant un bref instant. Il en résulte la saturation du système électronique associé et donc une mauvaise réponse du dispositif. Différents moyens permettent de lutter contre cet éclair γ.

Tout d'abord une barre d'ombre est installée près de la cible d'uranium émettrice des neutrons. Elle est constituée par une pièce en plomb de section carrée de 4 cm x 4 cm et longue de 30 cm. Elle masque ainsi au détecteur la région de la cible la plus dense en rayonnement γ. Ceci s'effectue au détriment du nombre de neutrons venant frapper l'échantillon. Dans la zone d'énergie où nous travaillons ($E < 10$ keV) la pièce en plomb a une transmission γ voisine de zéro. Elle entraîne une diminution du taux de neutrons d'environ 12%.

Parallèlement à la technique utilisée pour les collimations en paraffine, des anneaux de plomb sont disposés le long de la base de vol pour absorber le rayonnement γ diffusé.

Ces protections atténuent fortement l'effet de l'éclair γ sur le détecteur. Cependant, elles restent insuffisantes et il faut les compléter par des techniques électroniques dont la description est donnée plus loin.

La position et les dimensions de ces différentes collimations sont indiquées sur la figure II.2.

b) Les protections du détecteur

La collimation du faisceau incident ne supprime pas toutes les causes de bruit de fond. Il règne, en effet, autour du détecteur, un "nuage" de neutrons thermiques qui, par capture dans les différents matériaux de structure, donne naissance à des rayons γ. Le rôle des protections "externes" est de protéger le détecteur de ces différents rayonnements. Par ailleurs, la radioactivité naturelle de l'échantillon est une source supplémentaire de bruit de fond. Nous limiterons celui-ci grâce aux protections internes.

- Les protections externes

Elles sont constituées de deux cages concentriques entourant le détecteur. La première est construite avec des chevrons en plomb d'une épaisseur de 10 cm. Son but est d'arrêter les rayons γ de capture dans les différents matériaux entourant le dispositif. Une seconde cage coiffant la première est faite en paraffine borée. Son épaisseur est de 20 cm. Elle arrête les neutrons diffusés qui pourraient, soit être capturés dans les matériaux de construction du détecteur, soit être source de fissions parasites s'ils venaient frapper l'échantillon.

- Les protections internes

Ces protections sont constituées par deux manchons cylindriques introduits à l'intérieur du tube coaxial. Ils entourent l'échantillon. Le premier est en plomb de 13 mm d'épaisseur. Son but est de réduire l'intensité des divers rayonnements γ émis par l'échantillon (radioactivité naturelle, capture, réflexion, ...). L'épaisseur choisie résulte d'un compromis. Certes, il faut limiter au maximum le nombre de rayons γ pouvant réagir dans le détecteur, mais il ne faut pas atténuer trop fortement le flux de neutrons utiles. Si l'introduction de cette protection entraîne une légère diminution de la transmission des neutrons ($\sim$ 10%), elle entraîne l'affaiblissement du flux γ d'une façon

particulièrement efficace. Par exemple la raie à 60 keV excessivement gênante dans le cas de ^{241}Am est réduite d'un facteur $2\ 10^6$.

Le second manchon est constitué en bore 10 à raison de 1 g/cm^2. Il a pour but d'éviter le retour de certains neutrons de fission sur l'échantillon, après leur ralentissement dans le liquide.

Chapitre III

L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS ET LA METHODE DE MESURE PAR TEMPS DE VOL

III.1 L'ACCELERATEUR LINEAIRE D'ELECTRONS

L'accélérateur linéaire d'électrons est utilisé comme source pulsée de neutrons.

Il est constitué par :

1) un canon à électrons ; c'est un tube triode à émission thermoélectronique. Il accélère les électrons, sous 40 kV. On agit sur l'électrode de commande du canon pour régler la largeur des impulsions de courant et la fréquence de répétition (largeur : 6 à 2000 ns - fréquence de répétition 1 à 1000 Hz) ;

2) un guide accélérateur partagé en plusieurs sections ; chacune est constituée par un guide d'ondes cylindrique garni d'iris en cuivre formant des cavités à champ constant. Les sections à ondes progressives, au nombre de quatre, fonctionnent en bande S (2998 MHz). Un magnétron de 300 kW fournit l'onde électromagnétique et alimente chaque section par l'intermédiaire d'un amplificateur (klystron).

Les électrons sortant du canon à une vitesse de 0,4 c sont injectés dans le groupeur en tête de la première section. Le champ électrique de l'onde électromagnétique les accélère et les groupe en paquets périodiques. Cette opération s'effectue avec un rendement de l'ordre de 85%. Les électrons accélérés voyagent sur la crête positive de l'onde en sychronisme avec celle-ci. Pour assurer ce synchronisme entre l'onde et le faisceau, on fait croître la vitesse de propagation de l'onde en espaçant progressivement les iris en début de la première section. Après une soixantaine de cm, les électrons sont relativistes, leur vitesse n'augmente pratiquement plus. L'accroissement de l'énergie se

traduit alors par une augmentation de leur masse (20 fois la masse au repos à 10 MeV). L'espacement des iris devient constant. Le champ électrique maximum est de 85 000 V/cm.

Le vide, dans le guide, est assuré par pompes turbomoléculaires (10^{-7} torr).

Pour éviter que le faisceau en se défocalisant ne vienne se perdre sur les iris, le guide est entouré de solénoïdes de focalisation. On obtient ainsi 80% du faisceau sur un diamètre de 6 mm. La puissance moyenne dans ce faisceau est de 8 kW.

L'énergie à courant nul est de 80 MeV ; l'énergie moyenne est de 60 MeV.

III.2 LA SOURCE DE NEUTRONS

Les électrons ainsi accélérés viennent frapper une cible en uranium naturel. Ils donnent naissance à un rayonnement γ de freinage (Bremsstrahlung). Ces rayons γ produisent des neutrons par réaction (γ,n) et (γ,f).

Pour les mesures que nous souhaitons réaliser, l'énergie moyenne ($\sim$ 2 MeV) de ces neutrons est trop élevée. On la dégrade en disposant, de chaque côté de la cible, des ralentisseurs. Chacun d'eux est constitué par une plaque de polyéthylène de 2,9 cm d'épaisseur et de 22 x 22 cm^2 de section.

La cible et les ralentisseurs sont disposés dans une salle entourée d'une protection de béton d'où rayonnent les bases de vol.

Les bases de vol ou "canaux" sont constituées par des tuyaux d'environ 50 cm de diamètre, et dont la longueur, variable, peut atteindre 200 m. Les tuyaux sont interrompus de place en place pour permettre l'installation des dispositifs expérimentaux. Ils sont, soit remplis d'hélium à la pression atmosphérique, soit maintenus en vide primaire (10^{-2} mm Hg), ceci afin de diminuer les pertes de neutrons par diffusion dans l'air.

III.3 PRINCIPE D'UNE MESURE PAR LA METHODE DU TEMPS DE VOL

A chaque impulsion d'électrons, la cible d'uranium fournit une bouffée de neutrons et un éclair γ particulièrement intense. Après avoir traversé le polyéthylène, les neutrons se propagent dans l'espace à une vitesse V liée à leur énergie cinétique par la relation :

$$E_c = \frac{1}{2} mV^2 \qquad \text{(m est la masse du neutron)}$$

Le détecteur est situé à une distance L du ralentisseur ; les neutrons mettent un temps t, pour parcourir cette distance. Lorsqu'un événement nucléaire dû à un neutron émis à l'instant T_o est détecté à un instant T_n, on peut déduire l'énergie du neutron, à l'aide de la relation :

$$E = \frac{1}{2} m\left(\frac{L}{t}\right)^2$$

t étant égal à $(T_n - T_o)$.

Pratiquement en exprimant E en eV, L en m, t en µs, on aboutit à la relation :

$$E = \left(\frac{72,3\ L}{t}\right)^2 \qquad \text{(III.1)}$$

L'instant T_o d'émission du neutron est fourni par l'éclair γ à l'aide d'une impulsion délivrée par un photomultiplicateur rapide (56 AVP) associé à un scintillateur plastique.

La mesure de t est effectuée à l'aide d'un codeur en temps déclenché par l'apparition d'un T_o. Le programme de codage correspond à un certain nombre de canaux représentant chacun un intervalle de temps tc. A chaque canal correspond une adresse Nc. Lorsqu'un événement apparaît au temps T_n, on ajoute 1 dans une mémoire à tores à l'adresse correspondante délivrée par le codeur.

Au bout d'un temps d'acquisition, qui peut être plus ou moins long, le bloc mémoire contient un certain nombre d'événements par adresse, appelé "spectre en temps" des événements détectés. Ces blocs mémoires sont lus périodiquement par un ordinateur qui en inscrit le contenu sur disque, puis sur bande magnétique. Chaque spectre ainsi décodé

porte le nom de série qui est précédée d'un groupe de mots contenant l'identification et les caractéristiques de l'expérience. Chaque série ainsi élaborée est traitée par ordinateur (IBM 360).

Chapitre IV

LE CIRCUIT DISCRIMINATEUR DE FORME

Nous avons vu précédemment qu'il était possible de différencier, par la forme, deux impulsions produites, l'une par un rayon γ, l'autre par un neutron. Nous avons réalisé un circuit basé sur une méthode proposée par R.B. Owen [IV,1].

IV.1 RAISONS DU CHOIX DE LA METHODE

De nombreux circuits de différenciation de forme ont été proposés par différents laboratoires. Leur grand nombre montre à quel point le problème est loin d'être résolu et combien un circuit est spécifique d'une expérience donnée. Néanmoins, on peut classer les circuits existants en trois grandes catégories :

IV.1.A Les circuits basés sur une méthode de comparaison de charge

C'est le principe des circuits proposés par Brooks [IV,2], Rethmeier [IV,3], Batchelor [IV,4], Sabbah et Suhami [IV,5]. Nous avons déjà utilisé le circuit proposé par ces derniers pour réaliser la mesure des variations du nombre moyen $\bar{\nu}$ de neutrons prompts émis lors de la fission de ^{239}Pu induite par des neutrons de résonances [IV,6]. Le dispositif discriminateur est essentiellement constitué par trois modules un module intégrateur, un module différenciateur, un module comparateur. Le signal positif prélevé sur la dernière dynode est appliqué simultanément sur l'entrée des deux premiers modules. Le signal intégré est proportionnel à la charge totale de l'impulsion. Par contre, à la sortie du module différenciateur, on ne conserve que la partie négative du signal discriminé proportionnelle uniquement à la composante lente du signal.

Après amplification, le signal différencié est appliqué en même temps que le signal intégré sur l'entrée du module comparateur de charges. Dans le cas d'impulsions dues à des rayons γ on agit sur le gain de l'amplificateur de la voie différenciée pour obtenir un signal nul à la sortie du comparateur. Dans le cas des neutrons, la proportion de composante lente étant plus importante par rapport à la composante rapide, les charges des deux signaux comparés ne sont plus identiques et le module comparateur délivre un signal qui caractérise ainsi une impulsion "neutron".

D'une façon générale, cette technique présente l'inconvénient d'introduire des constantes de temps d'intégration, ou des circuits allongeurs qui en interdisent l'emploi dans notre cas. En effet, l'éclair γ sature les circuits électroniques, et pour permettre à ceux-ci d'écouler rapidement les charges accumulées, il faut réduire dans la mesure du possible les constantes de temps d'intégration.

IV.1.B Les circuits basés sur la mesure du temps de passage à zéro du signal après différenciation

Tel est le principe des circuits proposés par Forte [IV,7], Nadav et Kaufman [IV,8], Coçu [IV,9]. Ce dernier utilise un circuit différenciateur ($\theta \simeq 370$ ns) qui fait apparaître un décalage de quelques nanosecondes entre les temps de passage à zéro d'une impulsion due à un rayon γ et de celle due à un neutron. Pour des constantes électriques données, ces temps ne dépendent pas de l'amplitude de l'impulsion mais de la proportion des composantes de celle-ci. Un convertisseur temps-amplitude permet alors d'effectuer la discrimination.

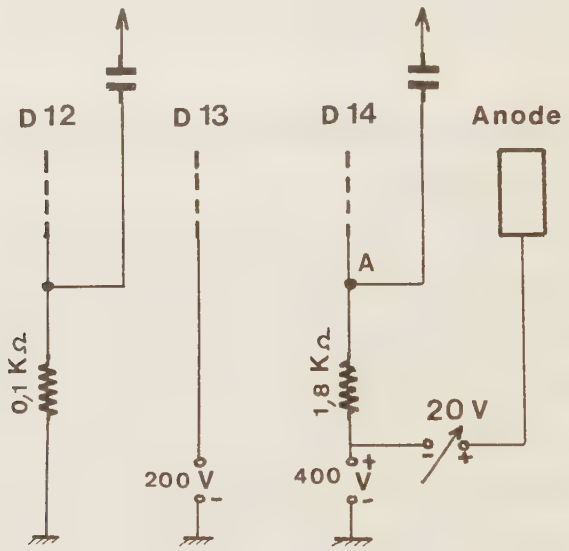
Les circuits basés sur ce principe fournissent d'une façon générale d'excellents résultats en laboratoire. Mais la précision du temps de passage à zéro est d'autant plus grande que le front de descente des impulsions est plus raide. On est donc amené à amplifier les signaux. Dans notre cas, l'amplification est un handicap en raison de l'effet de saturation dû à l'éclair γ. De plus leur utilisation est délicate et leur mise en oeuvre nécessite des interventions sur des bases expérimentales d'accès difficile en période de fonctionnement de l'accélérateur. Pour ces deux raisons nous avons éliminé ce type de circuits.

IV.1.C Les circuits basés sur la formation d'une charge d'espace au niveau de la dernière dynode du photomultiplicateur

C'est la méthode proposée par R.B. Owen. Elle consiste à sous-alimenter le dernier étage dynode-anode du photomultiplicateur. Au passage d'une impulsion de courant, il se forme une charge d'espace négative sensible à la densité de courant, donc à la forme des impulsions. Nous avons retenu cette méthode simple à mettre au point et de grande fiabilité.

IV.2 PRINCIPE DE LA METHODE

Le schéma d'alimentation des derniers étages du photomultiplicateur XP 1040 est représenté ci-dessous.



Une alimentation régulée variable de 0 à 20 V permet de porter le potentiel de l'anode à une valeur positive supérieure d'environ 2 V à celui de la dynode 14. Le champ attractif des électrons vers l'anode est alors beaucoup plus faible que dans le cas de l'alimentation classique du photomultiplicateur.

Lorsque le flux d'électrons correspondant à la composante rapide de l'impulsion arrive sur la dernière dynode, les électrons créés par émission secondaire ne peuvent être tous évacués vers l'anode à cause du faible potentiel entre les deux électrodes. Il y a alors apparition d'une charge d'espace et une variation négative du potentiel

au point A. A la limite, lorsque le potentiel dynode-anode est nul, la dernière dynode se comporte comme une anode. Lors de l'apparition de la composante lente, le flux d'électrons diminue fortement (5 à 10 fois plus faible selon le type d'impulsion). La charge d'espace se dissipe alors progressivement et il s'en suit une variation positive de la tension au point A. Mais, cette variation sera d'autant plus rapide et plus importante que la proportion de composante lente sera grande. Ainsi, la différence dans la forme de l'impulsion se trouve traduite en différence d'amplitude qu'il est possible de sélectionner à l'aide d'un discriminateur.

Le réglage optimum de la tension entre la dernière dynode et l'anode pour obtenir la meilleure séparation entre les neutrons et les rayons γ s'effectue d'une façon pratique à l'aide de sources. Le réglage est obtenu lorsque le rapport A_n/A_γ entre l'amplitude moyenne A_n des signaux dus aux rayons γ est le plus favorable. Les courbes indiquées sur la figure IV.1 indiquent les variations de l'amplitude de la partie positive des impulsions discriminées pour différentes valeurs de la tension dynode-anode.

IV.3 REALISATION PRATIQUE

IV.3.A Amélioration des caractéristiques du discriminateur

Le fonctionnement que nous venons de décrire est un fonctionnement théorique. En réalité, les phénomènes sont plus complexes. Les taux de comptage peuvent varier dans de grandes proportions et les variations dans les temps de collection et de transit des électrons dans le photomultiplicateur produisent des perturbations sur la forme des impulsions. A cela s'ajoute le bruit de fond du photomultiplicateur. Pour réduire les effets correspondants nous avons apporté deux améliorations à la technique proposée par R.B. Owen.

La première a été introduite pour parer aux difficultés dues à des taux de comptage élevés ($\geq$ 100 000 c/s), qui provoquent des empilements et perturbent le fonctionnement du système. Dans ce but nous avons éliminé les événements multiples à l'aide d'un circuit qui teste l'unicité de l'impulsion avant d'autoriser son analyse.

La seconde permet une meilleure séparation des impulsions provenant de la dernière dynode et améliore ainsi l'efficacité de la discrimination. Une difficulté dans la séparation des deux familles d'impulsions provient de la grande gamme d'amplitude possible. Un simple seuil de discrimination en amplitude éliminerait certes les impulsions dues aux rayons γ, mais aussi un grand nombre de celles dues aux neutrons. L'examen à l'oscilloscope des signaux (fig. IV.2) montre qu'il existe un laps de temps très court pendant lequel l'écart entre les deux types d'impulsions est maximum. Ce temps se situe environ 300 ns après le début de l'impulsion et dure une cinquantaine de nanosecondes. Ce moment a été choisi pour effectuer l'analyse en amplitude des signaux. Cela est réalisé à l'aide d'une porte linéaire commandée par le signal prélevé sur la douzième dynode, appelé "signal temps". Son front de montée rapide (< 6 ns) assure, après mise en forme, l'ouverture et la fermeture de la porte linéaire et fixe la référence en temps de l'événement détecté.

IV.3.B Le système discriminateur

Le dispositif électronique est constitué d'un ensemble de modules. Les circuits qui testent l'unicité de l'impulsion et commandent la porte linéaire sont regroupés dans un module "Renatran". La porte linéaire est constituée par le module "VPOLI 11" du standard "Esone". Enfin, le discriminateur d'amplitude est réalisé par le module MDR 40 du standard "Renatran".

L'impulsion provenant de la dernière dynode est appliquée après son passage dans la porte linéaire à l'entrée du module discriminateur d'amplitude. L'impulsion de sortie qu'il délivre, appelée "Tn", est caractéristique d'un événement fission.

IV.3.C Les circuits du module "Renatran"

Ils commandent l'ouverture et la fermeture de la porte linéaire. L'ordre n'est fourni que si l'impulsion répond bien à la condition d'être unique.

Un circuit ET 4 (fig. IV.3) assure la coïncidence entre deux impulsions. La première est fournie par un circuit "T 1" de temps mort. La seconde est fournie par un circuit "T 2" qui s'assure qu'une impulsion validée par le circuit de temps mort n'est pas suivie par une au-

tre moins de 350 ns après la première. La commande des deux circuits T 1 et T 2 est réalisée par le "signal temps" prélevé sur la douzième dynode. Le diagramme des niveaux logiques est représenté sur la figure IV.4.

Bibliographie du Chapitre IV

[IV,1] R.B. OWEN
AERE EL/R 2712

[IV,2] F.D. BROOKS
Nuclear Instruments and Methods, 4 (1959) 151-163.

[IV,3] J. RETHMEIER
Nuclear Instruments and Methods, 10 (1961) 240.

[IV,4] R. BATCHELOR
Nuclear Instruments and Methods, 8 (1960) 146-150.

[IV,5] B. SABBAH et A. SUHAMI
Nuclear Instruments and Methods, 58 (1968) 102-110.

[IV,6] J. TROCHON, B. LUCAS, A. MICHAUDON, D. PAYA et Y. RIABOV
Journal de Physique, Tome 34 (Février, Mars) 1973, page 131.

[IV,7] M. FORTE,
Proc. Nucl. Electr. Conf. (Belgrade) 2 (1961) 277.

[IV,8] E. NADAV, B. KAUFMAN
Nuclear Instruments and Methods, 33 (1965) 289-292.

[IV,9] M. COÇU
Thèse CNAM

Chapitre V

LA CHAINE ELECTRONIQUE

Dans ce chapitre, nous décrirons la chaîne électronique associée à une cellule du détecteur. Les quatres cellules sont équipées de chaînes identiques.

Dans chacune d'elles on peut distinguer les parties suivantes :

1) Le photomultiplicateur et son circuit d'alimentation haute tension (fig. V.1)

2) Le dispositif discriminateur de forme associé à la chaîne d'analyse en temps (fig. V.2)

3) Les circuits de pulsation (fig. V.3).

V.1 LE PHOTOMULTIPLICATEUR ET SON CIRCUIT D'ALIMENTATION HAUTE TENSION

Le photomultiplicateur utilisé est du type XP 1040. Nous l'avons choisi pour trois raisons :

a) le grand diamètre de sa photocathode ($\emptyset$ = 110 mm) pour "voir" le liquide scintillant sous l'angle solide le plus grand possible ;

b) son gain élevé (10^8) qui favorise la création de la charge d'espace (sensible à la densité électronique) ;

c) son temps de réponse rapide (temps de montée de l'impulsion $\simeq$ 4 ns) pour assurer à la fois une bonne résolution en temps des impulsions détectées et un bon écoulement des charges.

Le schéma d'alimentation d'un photomultiplicateur est représenté sur la figure V.1. Une source de 2000 V réglable alimente les 12 premières dynodes et l'optique d'entrée par l'intermédiaire d'un pont de résistances. La photocathode est reliée au pôle négatif, le pôle

positif est à la masse. Le courant circulant dans le pont est de 3 mA. Chaque dynode émet un nombre d'électrons d'autant plus grand que son rang est plus élevé, il en résulte un courant de dynode qui s'ajoute au courant de pont et peut perturber la répartition des tensions. C'est pourquoi on a mis des condensateurs de découplage au pied des dynodes D8 à D11. Pour les dynodes de rang plus élevé on a préféré utiliser des alimentations séparées ayant une faible résistance interne.

Les impulsions recueillies sur les douzième et quatorzième dynodes sont transmises en salle d'expérience sous basse impédance par l'intermédiaire d'émetteurs-suiveurs.

V.2 LE DISPOSITIF DISCRIMINATEUR DE FORME ET D'ANALYSE DU TEMPS DE VOL

Le signal provenant de la douzième dynode va fournir l'information "temps". Il passe d'abord dans un discriminateur d'amplitude qui le débarrasse du bruit de fond et le met en forme. L'information obtenue est transmise dans le circuit test d'unicité qui déclenche la commande de la porte linéaire si l'information est déclarée valide.

Le signal provenant de la quatorzième dynode est appliqué sur l'entrée de la porte linéaire avant de passer dans le discriminateur d'amplitude. Celui-ci délivre un signal "T_n" dû à un événement fission et dont le retard par rapport au signal T_o caractérisant l'instant d'émission des neutrons mesure le temps de vol du neutron qui a produit la fission détectée.

Le temps de transit des signaux électroniques des 4 chaînes a été ajusté à la même valeur. Un circuit mélangeur permet d'attaquer l'analyseur en temps par l'un quelconque des "T_n" provenant de ces quatre chaînes.

Une variante du montage consiste à imposer une coïncidence entre deux photomultiplicateurs diamétralement opposés. Cela est réalisé en envoyant les impulsions "T_n" correspondantes, dans un circuit de coïncidences situé avant le mélangeur. C'est la solution qui a été adoptée dans le cas de ^{241}Am.

L'analyseur en temps est constitué par le codeur de temps de vol "HC 25" Intertechnique et le bloc mémoire de 4096 canaux "BM 96". Toutes les 24 heures, les informations stockées dans le bloc mémoire sont décodées par le calculateur "T 1600" Télémécanique puis inscrites

sur bandes magnétiques. Chaque série de 4096 canaux est précédée d'un certain nombre d'informations (n° de série, distance de vol, programme des largeurs en temps des canaux du codeur, etc ...) qui permettent son identification et son traitement auprès des ordinateurs du type IBM 360.

V.3 LE CIRCUIT DE PULSATION

Malgré les précautions prises pour limiter son amplitude, l'éclair γ illumine encore fortement le détecteur. Il faut donc réduire ses effets sur la chaîne électronique. Une solution efficace consiste à pulser certaines dynodes du photomultiplicateur pour éviter la saturation de celui-ci et des circuits électroniques qui le suivent. La pulsation consiste à modifier momentanément le potentiel de deux électrodes de façon à bloquer l'amplification du signal détecté.

Des mesures ont été effectuées sur un photomultiplicateur XP 1040 pour déterminer les électrodes les plus sensibles à la pulsation. Le tube étant convenablement alimenté, nous avons noté le courant anodique pour un éclairement donné, puis relevé ensuite les variations de celui-ci en modifiant successivement le potentiel des premières dynodes. Les courbes obtenues sont représentées figure V.4. Elles font apparaître une efficacité de coupure d'autant meilleure que le rang de la dynode est élevé. Cependant, en appliquant un signal de pulsation sur une dynode de rang élevé, on n'empêche pas les phénomènes de saturation en amont de cette dynode. On a donc intérêt pour ne pas avoir à bloquer le photomultiplicateur pendant un temps trop long après l'éclair γ, à pulser les dynodes les plus voisines de la photocathode, même si l'efficacité de coupure est moins grande. C'est la raison pour laquelle nous avons choisi de pulser la deuxième et la troisième dynodes en appliquant sur chacune d'elles un signal rectangulaire de polarité convenable de 150 V d'amplitude et de 4 µs de durée. Le schéma du circuit fournissant ces signaux est représenté figure V.3. Il est déclenché par le signal de synchronisation fourni par l'accélérateur. Ce signal se présente environ 1 µs avant l'impact des électrons sur la cible d'uranium, le photomultiplicateur est donc bien bloqué lorsque l'éclair γ apparaît. Il n'y a donc pas d'effet de saturation dû à l'éclair γ, et le fonctionnement du photomultiplicateur n'est perturbé que pendant un temps total de 8 µs alors que sans pulsation ce temps aurait été de plusieurs dizaines de microsecondes.

Chapitre VI

LES PERFORMANCES DU DETECTEUR

Pour nous assurer du bon fonctionnement du détecteur, nous avons réalisé un certain nombre de mesures. Celles-ci nous ont permis de connaître son efficacité et de montrer deux de ses qualités essentielles que sont l'efficacité du taux de réjection des rayons γ et le bas bruit de fond.

VI.1 EFFICACITE DU DETECTEUR

Les différents éléments intervenant dans la définition de l'efficacité sont :

- les facteurs dus à la géométrie :

Compte tenu de la forme et des dimensions du détecteur l'angle solide Ω de détection des neutrons est inférieur à 4π stéradians. L'efficacité géométrique correspondante "f" est, dans le cas présent, égale à $\Omega/4\pi$.

- les facteurs physiques :

Le taux de production des protons de recul par les neutrons dépend du nombre d'atomes d'hydrogène contenus dans le liquide. Ceci explique le choix des corps riches en hydrogène dans la fabrication de ce type de scintillateurs liquides. Dans le cas du "NE 213" le rapport du nombre d'atomes d'hydrogène par rapport au nombre d'atomes de carbone est de 1,213. La relation suivante permet de calculer le nombre de protons obtenus lorsqu'un nombre de neutrons mono-énergétiques N_o traversent le liquide :

$$Np = \frac{n_H \sigma_H}{n_H \sigma_H + n_c \sigma_c} \cdot N_o \left(1 - e^{-(n_H \sigma_H + n_c \sigma_c) d}\right)$$

expression dans laquelle :

Np représente le nombre de protons créés ;

N_o le nombre de neutrons pénétrant dans le liquide ;

n_H et n_c représentent respectivement le nombre d'atomes d'hydrogène et de carbone par cm^3 ;

σ_H et σ_c les sections efficaces de réaction de l'hydrogène et du carbone ;

d : l'épaisseur du liquide en cm.

- les facteurs électroniques :

Le système de discrimination de forme n'est pas parfait, et il élimine avec les rayons γ un certain nombre d'impulsions dues aux neutrons.

En effet, toujours dans le cas d'un faisceau de neutrons monoénergétiques, le spectre d'impulsions correspondant est continu, mais en raison du seuil de discrimination, toutes les impulsions situées en dessous de ce seuil sont éliminées. Le rapport résultant I_c/I_T du nombre d'impulsions comptées par rapport au nombre total d'impulsions détectées définit l'efficacité de la chaîne électronique.

On peut ainsi définir, d'une façon théorique, une relation qui rend compte de l'efficacité d'un détecteur dans le cas d'un flux de neutrons monoénergétiques :

$$\varepsilon(E_n) = \underbrace{f}_{\text{facteur dû à la géométrie}} \cdot \underbrace{\frac{I_c}{I_T}}_{\text{facteur dû à l'électronique}} \cdot \underbrace{\frac{n_H \sigma_H}{n_H \sigma_H + n_c \sigma_c} \left(1 - e^{-(n_H \sigma_H + n_c \sigma_c)d}\right)}_{\text{facteur physique}}$$

VI.2 MESURE DE L'EFFICACITE

La relation du paragraphe précédent est approximative. Elle ne tient pas compte de certains phénomènes physiques comme le parcours des neutrons dans le liquide, et de la diffusion multiple. Certes des calculs de Monte-Carlo rendraient compte d'une façon plus rigoureuse de ces phénomènes ; mais dans notre cas le spectre étendu en énergie des neutrons de fission alourdirait particulièrement les calculs. De plus il n'est pas primordial de connaître avec exactitude l'efficacité du

détecteur. Il est en effet possible de faire des mesures relatives, et de les normaliser en se référant à des valeurs elles-mêmes normalisées. Pour ces différentes raisons nous n'avons pas entrepris le calcul théorique de l'efficacité, mais nous l'avons mesuré à l'aide de sources.

La mesure a été effectuée respectivement pour chacune des quatre cellules en plaçant au coeur du détecteur une source étalonnée de ^{252}Cf qui fournissait 372 000 neutrons par minute dans 4 π stéradians. L'effet du rayonnement γ émis par cette source sur le taux de comptage pouvait être négligé en raison de la protection interne en plomb du détecteur. Nous avons mesuré l'efficacité pour différentes valeurs du seuil du discriminateur en effectuant le rapport N_c/N_T du nombre N_c de neutrons comptés pendant une minute au nombre N_T de neutrons émis pendant le même temps.

Parallèlement pour ces mêmes valeurs de seuil, nous avons mesuré le taux de réjection des rayons γ de la façon suivante : nous avons remplacé la source de ^{252}Cf par une source de ^{60}Co d'intensité 3,34 μC après avoir retiré la protection interne en plomb. Toutes les impulsions vues par le photomultiplicateur étant alors dues au seul rayonnement γ, nous avons relevé le taux de comptage N_γ des informations prélevées sur la douzième dynode. Le rapport N_D/N_γ du nombre N_D des impulsions comptées à la sortie du système discriminateur au nombre N_γ du nombre d'impulsions vues par le photomultiplicateur représente le taux de réjection γ du système. Les tableaux ci-après regroupent les résultats obtenus pour les différentes cellules.

Cellule n° 1

Seuil discriminateur	0,6	0,7	0,8	0,9	1
Efficacité	6,6%	4,7%	3,1%	1,9%	1,9%
Taux de réjection	$2\ 10^{-4}$	$9,1\ 10^{-5}$	$3,3\ 10^{-5}$	$3,2\ 10^{-6}$	$1,1\ 10^{-6}$

Cellule n° 2

Seuil discriminateur	1,2	1,3	1,4	1,5	1,6	1,7
Efficacité	9,7%	7%	4,8%	3,3%	2,1%	1,6%
Taux de réjection	$1,1\ 10^{-3}$	$3,2\ 10^{-4}$	$9,9\ 10^{-5}$	$4,2\ 10^{-5}$	$6\ 10^{-6}$	$2,4\ 10^{-6}$

Cellule n° 3

Seuil discriminateur	0,8	0,9	1,0	1,1	1,2
Efficacité	8,4%	4,3%	2,3%	1,6%	1,4%
Taux de réjection	$8\ 10^{-4}$	$9,2\ 10^{-5}$	$3,4\ 10^{-5}$	$7\ 10^{-6}$	$1,8\ 10^{-6}$

Cellule n° 4

Seuil discriminateur	0,4	0,5	0,6	0,7	0,8	0,9
Efficacité	9%	5,6%	3,7%	2,4%	1,6%	1,3%
Taux de réjection	$9,2\ 10^{-4}$	$3,1\ 10^{-4}$	$8,9\ 10^{-5}$	$2,7\ 10^{-5}$	$9,3\ 10^{-6}$	$4\ 10^{-6}$

La valeur du seuil en millivolts étant donnée par la relation :

50 + (seuil discriminateur).50

L'examen de ces tableaux fait apparaître une dispersion assez importante en ce qui concerne les performances des différentes cellules. Une explication peut être fournie par la différence existant à la fois dans la sensibilité des photocathodes et dans le bruit de fond propre des photomultiplicateurs.

Dans le cas des cellules 2 et 4 par exemple, où l'efficacité passe de 1,6% à 1,3%, soit une diminution voisine de 20%, on constate que la sensibilité des photocathodes des tubes utilisés varie sensiblement dans le même rapport (62 à 52 µA/lumen).

Ceci justifie, une fois de plus, que nous ayons au départ renoncé à entreprendre un calcul théorique compte tenu de la multiplicité des paramètres entrant en ligne de compte.

VI.3 EFFICACITE DU TAUX DE REJECTION γ

Les mesures précédentes, nous ont montré qu'il était possible d'obtenir d'excellents taux de réjection des rayons γ. Cela a été mis en évidence, dans les conditions de fonctionnement d'une expérience en plaçant au coeur du détecteur un échantillon d'or de 0,5 mm d'épaisseur. L'or présente en effet une très grande résonance de capture radiative à 4,9 eV. Par une mesure de temps de vol, cette émission interne de rayons γ apparaît très rapidement si le taux de rejection γ n'est pas bon.

Or pour une durée d'accumulation de 75 h, l'accélérateur fonctionnant à une fréquence de 500 cycles avec une largeur d'impulsion de 100 ns le résultat s'est avéré absolument négatif. Sur le spectre en temps de vol (fig. VI.1) il n'apparaît en effet aucune résonance.

Ces résultats permettent donc d'affirmer que les mesures ne seront pas contaminées par les rayons γ dûs à la capture radiative dans l'échantillon étudié.

VI.4 REPONSE A L'ECLAIR γ

En l'absence de pulsation, l'éclair γ a pour conséquence d'éblouir l'optique d'entrée du photomultiplicateur. Les charges négatives formées au niveau de la quatorzième dynode mettent plusieurs dizaines de µs avant de s'écouler. Il s'en suit une perturbation négative

du niveau zéro après la liaison capacitive (fig. V.1). De ce fait l'amplitude apparente d'une impulsion "neutron" détectée durant cette période est plus faible et cette différence peut faire éliminer l'information en raison du seuil de discrimination. Pour des temps de vol inférieurs au temps d'écoulement des charges, cela se traduit par une baisse des taux de comptage.

Grâce aux différents remèdes utilisés, nous avons pu réduire le temps de récupération à environ 8 µs. Pour effectuer la mesure nous avons utilisé une source de ^{252}Cf émettrice de fissions spontanées (par conséquent non corrélées avec le signal "T_o") et avons stocké les événements durant 12 h comme s'il s'agissait d'une expérience en temps de vol. Les taux de comptage devraient être les mêmes dans tous les canaux. Ceci nous a été confirmé jusqu'à une énergie supérieure à 4 keV, ce qui correspond à un temps de vol d'environ 8 µs. L'accélérateur fonctionnait alors à une fréquence de répétition de 500 cycles et une largeur d'impulsion de 20 ns, et délivrait une puissance d'environ 1250 watts.

Ces résultats sont particulièrement encourageants, lorsque l'on connaît les difficultés liées à l'emploi de gros scintillateurs liquides qui en raison de leurs dimensions sont très sensibles au rayonnement γ.

VI.5 BRUIT DE FOND

Une dernière mesure avant d'aborder celle de ^{241}Am a été effectuée en utilisant un échantillon de ^{239}Pu. L'intérêt d'une telle expérience est de permettre une comparaison avec des résultats déjà bien connus, pour apprécier l'importance du bruit de fond.

Nous avons effectué la mesure avec un échantillon d'une épaisseur de $4\ 10^{-4}$ at/b dans une gamme d'énergies comprise entre 6 et 20 eV. Notre choix s'est porté sur cette zone car au voisinage de 12 eV il y a un effet d'interférence entre les résonances qui donne à la forme de la section efficace de fission un aspect angulaire particulièrement caractéristique comme l'indique la figure VI.2. Cet effet qui apparaît dans un "creux" de section efficace n'est pas masqué par le bruit de fond, comme c'était le cas dans la quasi-totalité des mesures entreprises jusqu'à présent. Seul R.E. Cote [VI.1] avait pu le mettre en évidence. Il est donc intéressant de souligner la qualité des mesures réalisables avec ce détecteur en ce qui concerne le bruit de fond.

Bibliographie du Chapitre VI

[VI,1] R.E. COTE et al.
2ème Conférence de Genève, 1958, 15, p. 127.

Chapitre VII

SECTIONS EFFICACES DE FISSION INDUITES PAR NEUTRONS DE RESONANCES

Le détecteur que nous venons de décrire, spécialement conçu pour la mesure des sections efficaces de fission des noyaux présentant une très forte activité α et une faible section efficace de fission a été utilisé pour mesurer celle de ^{241}Am dans le domaine des résonances. Après quelques brefs rappels théoriques sur le noyau composé, et avant d'exposer les résultats, nous allons définir la notion de section efficace, la méthode de la mesure et les conditions expérimentales de la résolution.

VII.1 RAPPELS THEORIQUES

Un neutron pénétrant à l'intérieur d'un noyau conduit à la formation d'un noyau composé dans un état excité à l'énergie $E^* = E_n + S_n$. E_n est l'énergie cinétique du neutron incident et S_n l'énergie de liaison d'un neutron dans le noyau composé.

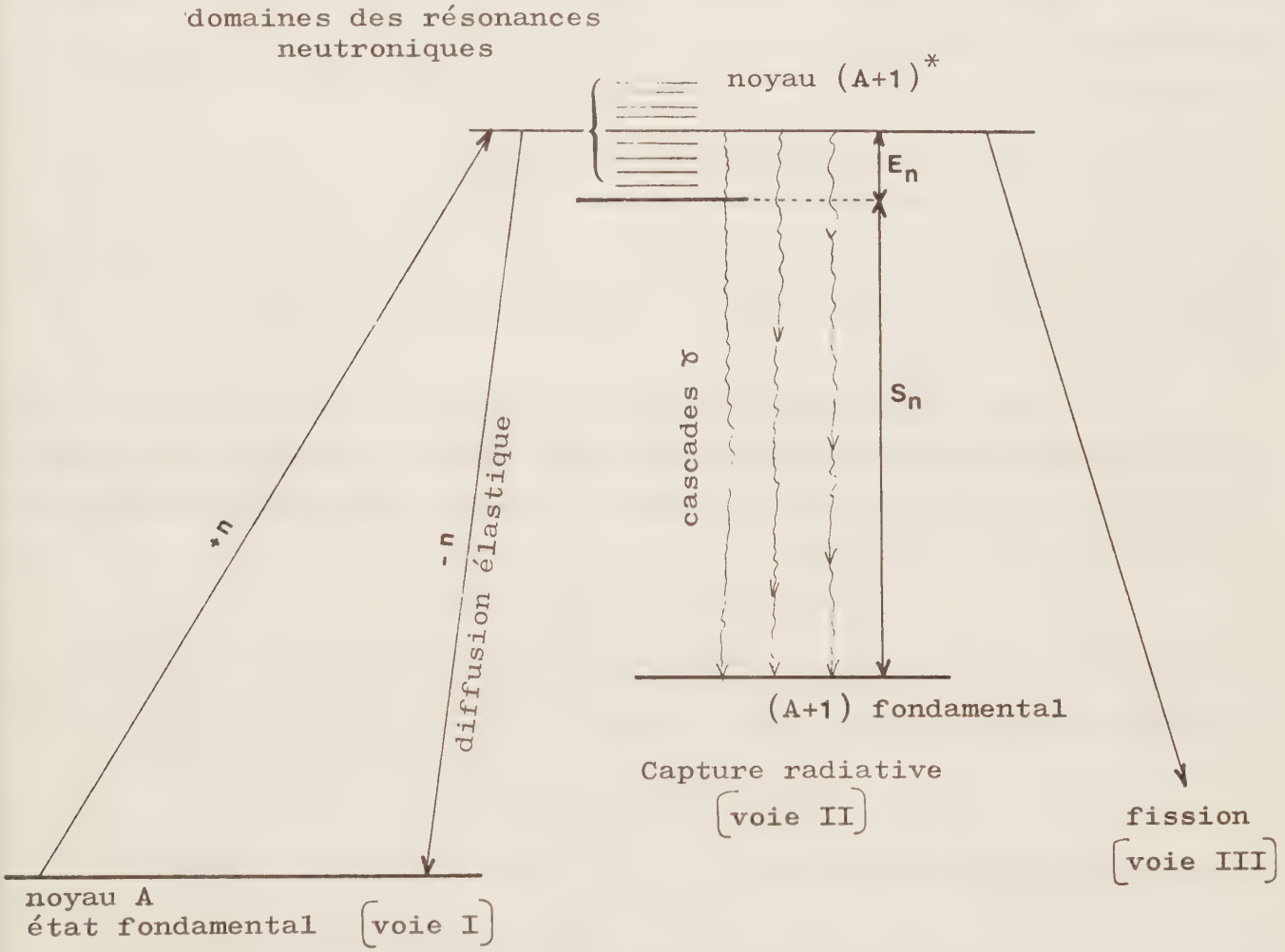
L'énergie de liaison d'un neutron dans ^{242}Am est de 5,528 MeV, le supplément d'énergie apportée par l'énergie cinétique du neutron incident agit comme un vernier qui permet d'explorer les états de ^{242}Am juste au-dessus de 5,528 MeV. La mécanique quantique nous apprend que le noyau ne peut exister que dans des états d'énergies discrètes et avec des nombres quantiques (moment angulaire J et parité π) bien déterminés. Aux énergies considérées (En $<$ 10 keV), seuls les neutrons "s" ont une probabilité appréciable d'induire un état du noyau composé : celui-ci aura donc le moment angulaire :

$$J = I \pm 1/2$$

I étant le spin du noyau cible dans l'état fondamental et 1/2 le spin

du neutron incident. La parité sera la même que celle du noyau cible dans l'état fondamental. Ainsi avec une cible de $^{241}Am(I^{\pi} = 5/2^{-})$, on formera des noyaux composés de ^{242}Am dans des états de spin et parité 2^{-} ou 3^{-}. Ces états n'étant pas stables ont une largeur Γ en énergie reliée à leur durée de vie τ par la relation d'incertitude, $\Gamma = \hbar/\tau$, on peut espérer séparer deux états voisins tant que leur largeur Γ est inférieure à leur espacement D.

A basse énergie de neutrons, trois voies de sortie possibles permettent au noyau composé de se désexciter. Celles-ci sont illustrées par le schéma ci-dessous :



Pour une résonance, la probabilité de désexcitation dans une voie donnée est proportionnelle à la largeur partielle de la voie : Γ_n(diffusion), Γ_γ(capture radiative), Γ_f(fission). La largeur totale, Γ, de la résonance est égale à la somme des largeurs partielles $\Gamma_n + \Gamma_\gamma + \Gamma_f$.

VII.2 DEFINITION DES SECTIONS EFFICACES

Si l'on considère dans un échantillon mono-isotopique une tranche d'épaisseur dx perpendiculaire au faisceau de neutrons, le nombre -dN de neutrons absorbés par cette tranche est proportionnelle au nombre N de neutrons arrivant sur celle-ci, au nombre d'atomes n par unité de volume de la tranche et à l'apaisseur dx :

$$dN = - \sigma_T \, N \, n \, dx$$

Le coefficient de proportionalité σ_T, caractéristique du noyau, et qui doit avoir les dimensions d'une surface pour que l'équation soit homogène, est appelé section efficace totale. L'intégration de la relation précédente sur l'épaisseur e de l'échantillon permet de calculer la transmission de ce dernier :

$$T = \exp\left(- n \, \sigma_T \, e\right) = \frac{N_T}{N_o}$$

N_o représente le flux incident et N_T le flux transmis. Généralement σ_T est exprimé en barn (10^{-24} cm^2) et dans ce cas ne est exprimé en nombre d'atomes par barn.

Si maintenant on considère l'interaction du neutron avec le noyau pour une voie de sortie donnée, par exemple la fission, le nombre de neutrons d N_f ayant provoqué la fission dans la tranche dx de l'échantillon est égal à :

$$d \, N_f = \sigma_f \, N \, n \, dx$$

σ_f étant la section efficace de fission caractéristique du noyau et N le nombre de neutrons qui ont traversé l'épaisseur x. On a donc :

$$d \, N_f = \sigma_f \, N_o n \left[\exp(- n \, \sigma_T \, x)\right] dx$$

d'où en intégrant

$$N_f = \sigma_f \, N_o \, ne \, . \, \frac{1 - \exp(-n\sigma_T \, e)}{n\sigma_T \, e}$$

et l'on déduit σ_f :

$$\sigma_f = \frac{1}{ne} \frac{N_f}{N_o} \cdot \frac{n\sigma_T \, e}{1 - \exp(- n\sigma_T e)} \qquad \text{(VII.1)}$$

le coefficient $\frac{n\sigma_T e}{1 - \exp(- n\sigma_T e)}$ est appelé coefficient d'auto-absorption.

Si l'épaisseur de l'échantillon est faible ce coefficient est voisin de 1, l'équation devient alors :

$$\sigma_f = \frac{1}{ne} \frac{N_f}{N_o} .$$

Il est alors possible d'obtenir la section efficace de fission en mesurant le rapport du nombre de fissions au nombre de neutrons venant frapper l'échantillon. Dans le cas d'un échantillon épais on devra en plus appliquer à ce rapport le coefficient d'auto-absorption qui peut être obtenu par une mesure de transmission.

VII.3 EXPRESSION DES SECTIONS EFFICACES

Dans le cas d'une résonance isolée, l'expression de la section efficace totale est donnée par la formule de Breit et Wigner à un niveau :

$$\sigma_T(E) = \sigma_p + \sigma_o \frac{x}{1+x^2} + 2\sigma_o \frac{R}{\lambda\!\!\!^{-}} \frac{x}{1+x^2} \qquad \text{(VII.2)}$$

dans laquelle :

σ_p est la section efficace de diffusion potentielle ; aux basses énergies elle est constante, pour un noyau de rayon R, elle a pour valeur :

$$\sigma_p = 4 \pi R^2 ;$$

σ_o est la section efficace totale au sommet de la résonance et a pour valeur :

$$\sigma_o = 4 \pi \lambda\!\!\!^{-2} g \frac{\Gamma_n}{\Gamma}$$

avec $\lambda\!\!\!^{-} = \frac{455,1}{\sqrt{E}}$ = longueur d'onde réduite de De Broglie pour un neutron d'énergie E (en eV) ;

g est le facteur statistique de spin ; il est donné par l'expression :

$$g = \frac{2J+1}{(2S+1)(2I+1)} ;$$

S est le spin de la particule incidente, I le spin du noyau cible, et J le moment angulaire du noyau composé ;

x est une variable réduite qui a pour expression $\left(\frac{E-E_o}{\Gamma/2}\right)$

Γ_n et Γ ont été définis en (VII.1).

Le troisième terme de la formule (VII.2) représente l'interférence entre les sections efficaces potentielle et résonnante.

La section efficace dans une voie de réaction "c" est donnée par la relation :

$$\sigma_c = \frac{\sigma_o}{1+x^2} \cdot \frac{\Gamma_c}{\Gamma} \qquad \text{(VII.4)}$$

On retrouve dans cette expression le terme résonnant de la formule (VII.2) multiplié par le rapport de la largeur de réaction dans la voie considérée à la largeur totale.

On voit que la résonance dans une voie de réaction est symétrique ; sa largeur à mi-hauteur est Γ ; sa hauteur maximum est, dans le cas de la fission, égale $\sigma_o \frac{\Gamma_f}{\Gamma}$. Malheureusement, la mesure ne donne pas directement accès à ces paramètres car deux effets non corrélés, l'effet Doppler et la résolution expérimentale, écrasent et élargissent la résonance.

VII.4 L'EFFET DOPPLER

Les formulations théoriques de la section efficace, comme la formule de Breit et Wigner, font toutes intervenir l'énergie du neutron dans un système de référence lié au noyau cible. Or, l'énergie du neutron est mesurée dans le système du laboratoire ; dans ce système, les noyaux de la cible, du fait de l'agitation thermique, se déplacent avec des vitesses variables en grandeur et en direction d'un noyau à l'autre. Si l'échantillon est un gaz monoatomique, les vitesses V des atomes sont réparties suivant une loi de Maxwell :

$$\frac{dn}{dV} = \left(\frac{A}{2\pi KT}\right)^{1/2} \exp\left(-\frac{AV^2}{2KT}\right)$$

Expression dans laquelle K est la constante de Boltzmann, A la masse du noyau, T la température absolue du gaz.

C'est une répartition gaussienne dont la demi-largeur est donnée par :

$$\Delta = 2\left(\frac{KTE}{A}\right)^{1/2}$$

E est l'énergie du neutron dans le système du laboratoire.

Ainsi la section efficace observée dans le laboratoire est-elle le produit de convolution d'une loi de Breit et Wigner par une gaussienne dont la demi-largeur Δ est appelée largeur Doppler. La variance de cette gaussienne est :

$$\sigma_D^2 = \frac{\Delta^2}{2} = 2\,\frac{KT}{A}\,.\,E = K_D\,E \qquad \text{(VII.5)}$$

Elle est proportionnelle à l'énergie du neutron.

Il faut remarquer que, dans la majorité des cas, l'échantillon se présente sous forme solide, il faut alors tenir compte du couplage des atomes dans le réseau cristallin. Cependant, Lamb a montré que, pour un couplage faible, le modèle du gaz monoatomique est encore utilisable, à condition de remplacer la température T de l'échantillon par sa température effective T_{eff} définie par l'expression :

$$T_{eff} = 3K\left(\frac{T}{\Theta}\right)^3 \int_0^{\Theta/T} t^3\left(\frac{1}{2} + \frac{1}{e^t - 1}\right)dt$$

Θ représente la température de Debye de l'échantillon.

L'effet Doppler varie lentement avec l'énergie du neutron incident ; il participe au phénomène de recouvrement des résonances quand l'énergie de neutron augmente. On réduit son influence en abaissant la température de l'échantillon ; mais cette opération est d'autant plus difficile que l'activité α est plus importante.

VII.5 RESOLUTION EXPERIMENTALE

Rappelons la relation (III.1) liant le temps de vol à l'énergie du neutron ayant produit un événement fission :

$$E = \left(\frac{72{,}3\ L}{t}\right)^2$$

D'après cette expression, l'incertitude sur la valeur de l'énergie E est liée à l'incertitude attachée aux mesures de t et de L. Examinons donc quels sont les facteurs qui peuvent apporter une incertitue sur ces deux mesures.

VII.5.1 Facteurs apportant une imprécision sur t

Ils proviennent de l'électronique et ont principalement pour cause :

a) l'incertitude due à la largeur Δte en temps de l'impulsion d'électrons ;

b) l'incertitude due à la largeur Δts du canal du sélecteur de temps de vol ;

c) l'incertitude ΔTd apportée par le détecteur et les seuils de déclenchement des circuits électroniques.

L'incertitude résultante est le produit de convolution des différentes formes de ces incertitudes ; celles-ci correspondent à des distributions en temps à peu près rectangulaires et on peut assimiler l'incertitude résultante à une gaussienne, dont la variance σ^2 est la somme des variances de chacune des composantes ; son expression a alors pour valeur :

$$\sigma^2(t) = \frac{1}{12} (\Delta te^2 + \Delta ts^2 + \Delta td^2) \qquad \text{(VII.6)}$$

En décrivant l'expression (III.1) on déduit l'incertitude ΔE sur l'énergie apportée par l'incertitude Δt sur le temps :

$$\Delta E = \frac{2}{72,3} E^{3/2} \frac{\Delta T}{L} \; ; \qquad \text{(VII.7)}$$

elle est caractérisée par une variance qui a pour expression :

$$\sigma_t^2 (E) = \left(\frac{2}{72,3} \right)^2 \frac{1}{L^2} \sigma^2(t) \; . \; E^3 = K_t E^3 \qquad \text{(VII.8)}$$

$\sigma^2(t)$ étant donné par la relation (VII.6).

Les différents facteurs électroniques introduisent donc une dispersion en énergie dont la variance est proportionnelle au cube de l'énergie.

VII.5.2 <u>Facteurs apportant une imprécision sur L</u>

a) Incertitude sur la longueur de la base de vol.

Elle apparaît lorsque l'axe de la base de vol est incliné par rapport à la normale au ralentisseur d'un angle θ. Selon leur lieu d'émission par rapport au centre de la cible, les neutrons n'ont pas la même distance à parcourir et il en résulte une incertitude qui a pour valeur :

$$\Delta L = \ell \sin \theta$$

ℓ désigne la largeur du ralentisseur.

La dispersion correspondante peut être assimilée à une distribution rectangulaire caractérisée par une variance.

En dé rivant l'expression (III.1) par rapport à la longueur L de la base de vol, on obtient :

$$\frac{\Delta E}{E} = 2 \frac{\Delta L}{L}$$

L'incertitude en énergie due à la dispersion sur L est donc caractérisée par la variance suivante :

$$\sigma_\ell^2(E) = \frac{1}{12} \frac{4 (\ell \sin \theta)^2}{L^2} \cdot E^2 = k_\ell E^2 \qquad \text{(VII.9)}$$

c'est-à-dire proportionnelle au carré de l'énergie des neutrons.

b) Dispersion des temps de ralentissement des neutrons dans le modérateur.

On montre [0,3] que pour un milieu constitué de polyéthylène de dismensions finies et dans le cas de notre installation expérimentale, la dispersion en temps est équivalente à une distribution rectangulaire de largeur :

$$\Delta_R = \frac{3,71}{\sqrt{E}} \mu s$$

E étant l'énergie du neutron incident, exprimée en eV.

Cette dispersion introduit, comme dans les cas précédents une incertitude sur l'énergie caractérisée par la variance.

$$\sigma_R (E) = \left(\frac{2}{72,3}\right)^2 \cdot \frac{1}{L^2} \cdot \left(\frac{3,71}{\sqrt{E}}\right)^2 E^3 = k_R E^2 , \qquad \text{(VII.10)}$$

proportionnelle au carré de l'énergie.

Dans un but de simplification les deux coefficients k_ℓ et k_R sont remplacés par un seul coefficient $K_L = k_\ell + k_R$.

VII.6 EXPRESSION DES SECTIONS EFFICACES RESONNANTES MESUREES

Les résonances observées dans les sections efficaces expérimentales sont donc élargies d'une part à cause de l'effet Doppler, et d'autre part à cause de la résolution expérimentale. Dans l'étude des sections efficaces résonnantes de fission on tient en général compte de ces deux effets par une gaussienne G(E) dont la variance a pour valeur :

$$\sigma^2 (E) = K_t E^3 + K_L E^2 + K_D E$$

incertitude sur T — incertitude sur L — effet Doppler

K_t, K_L, K_D sont des coefficients indépendantes de l'énergie et caractéristiques de la mesure, ils sont donnés par les relations (VII.5), (VII.8), (VII.9) et (VII.10).

Dans ce cas la section efficace observée dans la résonance de fission est :

$$\sigma_f (E) = \left(\frac{\sigma_o}{1+x^2} \cdot \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \right) * G(E)$$

$$\sigma_f (E) = \sigma_o \frac{\Gamma_f}{\Gamma} \psi(E) \qquad \text{(VII.11)}$$

$\psi(E)$ étant une fonction classique tabulée qui est le produit de convolution de la fonction $\left(\frac{1}{1+x^2}\right)$ et de la gaussienne G(E).

Chapitre VIII

MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE FISSION DE ^{241}Am

Dans le chapitre VII (formule VII.1) nous avons montré que la section efficace de fission s'obtenait en faisant le rapport, canal à canal, du nombre de fissions détectées à celui des neutrons ayant frappé l'échantillon durant un temps déterminé, ce rapport étant corrigé par le coefficient d'auto-absorption. Les efficacités des détecteurs de fission et de neutrons n'étant pas connues avec une précision suffisante, le rapport des taux de comptage donne la section efficace à un coefficient près. Il est alors nécessaire de la normaliser par rapport à une valeur connue pour obtenir la section efficace vraie. Enfin la relation (VII.1) ne fait pas apparaître un phénomène dont il faut éventuellement tenir compte : la diffusion multiple. Ainsi apparaissent naturellement les différentes phases de la mesure que nous avons entreprise.

VIII.1 MESURE DES EVENEMENTS FISSION

Les événements fission stockés dans le bloc mémoire "BM 96" et décodés toutes les 24 h constituent une "série fission" partielle. A la fin de la séquence expérimentale toutes les séries partielles seront sommées canal à canal et formeront la "série fission" brute. Le contenu de cette série devra être corrigé du bruit de fond. Pour déterminer la loi qui régit celui-ci on effectue une mesure de bruit de fond à l'aide du même détecteur, par la méthode des "résonances noires".

Pour cela, on interpose dans le faisceau de neutrons incidents des écrans qui arrêtent ces derniers à certaines énergies ; c'est la méthode des "résonances noires". Les coups comptés dans les canaux correspondant à ces résonances sont dus au bruit de fond. On dispose

ainsi de quelques points, pour lesquels le bruit de fond peut être mesuré avec précision. Par interpolation, on construit la loi de bruit de fond pour chaque énergie. Il est possible ensuite, de soustraire le bruit de fond correspondant du contenu de chaque canal. On obtient ainsi la "série fission".

VIII.2 MESURE DU SPECTRE

Pour mesurer le nombre de neutrons incidents ayant frappé l'échantillon nous avons utilisé un détecteur constitué de deux compteurs au trifluorure de bore (BF_3). Ce type de détecteur convient bien pour la gamme d'énergies de neutrons incidents qui nous concerne. Pour ces énergies allant de 1 eV à quelques keV, la résolution en temps du compteur est suffisante et la réponse varie selon une loi connue de la forme $E^{-1/2}$. Le montage des compteurs en opposition comme l'indique la figure VIII.1 permet d'atténuer l'effet de l'éclair γ sur l'électronique associée à ces détecteurs. Les compteurs étaient placés dans l'axe du faisceau de neutrons, juste devant le détecteur, bénéficiant ainsi de ses protections et de ses collimations.

Une "série bruit de fond spectre" a été réalisée avec ce même détecteur par une méthode similaire à la mesure du bruit de fond fission. La soustraction du bruit de fond, du contenu de chaque canal, permet d'obtenir la "série spectre".

Une correction était ensuite effectuée par programme pour tenir compte de la différence de distance de vol entre l'échantillon d'américium et le compteur de neutrons.

VIII.3 CORRECTION D'AUTO-ABSORPTION

L'échantillon que nous avons utilisé (0,18 g/cm^2) ne peut être considéré comme mince. Nous avons vu (paragraphe VII.2) qu'il fallait alors tenir compte du facteur correctif d'auto-absorption qui est étal à

$$n\sigma_T / \left[1 - \exp(-n\sigma_T)\right] ,$$

n étant le nombre d'atomes par barn de l'échantillon et σ_T la section efficace totale. La section efficace totale a été mesurée par H. Derrien dans ce même laboratoire [VIII,2] et le coefficient d'auto-absorption a pu être calculé pour chaque énergie E à partir des paramètres de réso-

nances déduits de cette mesure. L'auto-absorption est surtout importante pour les grandes résonances comme celles situées à 1,276 et 5,415 eV. Dans ce cas, les valeurs de σ_f expérimentales sont multipliées par un coefficient voisin de 2.

VIII.4 DIFFUSION MULTIPLE

Deux phénomènes non corrélés sont à l'origine de la diffusion multiple. D'une part, certains neutrons du faisceau incident subissent d'abord une diffusion avant de produire une fission, d'autre part, les neutrons de fission eux-mêmes peuvent, à leur tour, être diffusés et produire une nouvelle fission.

La contribution de chacun de ces deux effets peut être évaluée, et dans le cas où elle s'avère importante, un programme permet de corriger les résultats expérimentaux.

Dans le premier cas, et pour une résonance donnée son importance dépend de la valeur du rapport Γ_n/Γ. Dans le second cas, elle est déterminée par le rapport du nombre de fissions parasites au nombre de neutrons de fission créés. Ce rapport a en moyenne pour valeur :

$$\frac{1}{\nu n \sigma_f}$$

ν étant le nombre moyen de neutrons émis par fission et n le nombre d'atomes par unité de volume.

Dans le cas de notre échantillon, ces deux effets sont minimes. En effet, la valeur Γ_n/Γ pour les plus grandes résonances n'est guère supérieure à 0,05. Quant au nombre de fissions parasites créées, il représente environ 1,7% de l'ensemble des événements fission. Sans être négligeable, l'erreur introduite est cependant assez faible par rapport aux autres erreurs expérimentales. En effet l'évaluation des lois de bruit de fond, et du coefficient de normalisation apportent une erreur sur l'évaluation de la section efficace de fission d'environ 5%.

VIII.5 NORMALISATION

Le rapport canal à canal du nombre d'événements fission sur le nombre de neutrons ayant frappé l'échantillon donne une valeur relative de la section efficace de fission. Pour la normalisation en valeur

absolue, nous avons utilisé l'intégrale de section efficace entre 1 et 15 eV

$$\frac{1}{E}\int_{1\ eV}^{15\ eV} \sigma_f\ dE = 3{,}059\ b.eV$$

Cette valeur a été calculée à partir des résultats publiés par Bowman et al. [VIII,1], normalisés à 3,13 b pour l'énergie de neutrons de 0,025 eV.

Dans cette gamme d'énergies, les résonances sont bien décrites, la forme de la loi bruit de fond est bien connue, et les erreurs dues à son utilisation sont faibles.

VIII.6 CONDITIONS EXPERIMENTALES

L'échantillon d'^{241}Am

Il nous a fallu renoncer à utiliser un échantillon sous forme de feuille métallique pour deux raisons : le coût extrêmement élevé de l'opération d'une part et les délais de fabrication particulièrement longs dus à des problèmes de métallurgie et à la forte activité α de l'américium d'autre part. Nous ne disposions donc, au moment de réaliser l'expérience, que de 1,5 g d'américium sous forme d'oxyde AmO_2 pulvérulent. Cet échantillon avait un diamètre utile de 32 mm et renfermait 0,18 g/cm^2 de poudre, soit 0,44 10^{-3} at/b de matériau fissile. La poudre était renfermée dans deux boîtes concentriques, soudées, réalisées en aluminium A9.

L'échantillon était à l'origine d'un bruit de fond permanent dû à l'émission de neutrons rapides provenant de :

a) la fission spontanée dont la période pour l'américium 241 est de 14 000 ans et qui se traduit par l'apparition de 0,42 fissions/seconde pour la quantité d'américium utilisée. En ce qui concerne la fission spontanée il n'existe pas de technique particulière permettant de la distinguer de la fission induite.

b) la réaction (α,n). En raison de l'activité α de ^{241}Am (10^{11} α/sec), les réactions (α,n) sur les isotopes 17 et 18 de l'oxygène ainsi que sur l'aluminium de la boîte, donnaient lieu à une émission importante de neutrons avec une énergie variant entre quelques

MeV et plus d'une dizaine de MeV. Ils réagissaient donc dans le liquide en produisant des protons de recul de la même façon que les neutrons de fission. L'existence de ce phénomène a été confirmée par une mesure effectuée à l'aide d'un dispositif utilisé alors par d'autres expérimentateurs (J. Trochon et C. Scukosd qui tentaient de mettre en évidence la réaction (n,γf) dans la fission de ^{239}Pu induite par des neutrons de résonances). Leur dispositif permettait d'identifier les raies γ émises lors de la fission de ^{239}Pu et convenait parfaitement pour réaliser notre mesure. En effet, les neutrons issus de la réaction (α,n) déclenchaient le fonctionnement de la chaîne d'analyse spectrométrique γ. Cela nous a permis d'identifier les raies γ émises par les différents noyaux formés ^{20}Ne, ^{21}Ne (dus à l'oxygène) et ^{30}P (dû à l'aluminium) confirmant d'une façon certaine l'existence de ces réactions parasites.

Il nous a fallu imaginer un dispositif permettant de discriminer les neutrons de fission en utilisant leur propriété de multiplicité. Le nombre moyen de neutrons émis par fission est pour l'américium de 3,2. En effectuant des coïncidences rapides entre les cellules diamétralement opposées du scintillateur, on favorise ainsi la détection des neutrons de fission. Les neutrons de la réaction (α,n) sont dans ce cas en grande partie éliminés. Malheureusement, cela s'effectue au détriment de l'efficacité du détecteur.

En effet, pour une cellule, l'efficacité est donnée par la relation :

$$\varepsilon_1 = g_1 \, n$$

g_1 étant un facteur dépendant de la forme et du seuil de détection ; n étant le nombre de neutrons émis par fission. Pour la seconde cellule, l'efficacité a pour valeur :

$$\varepsilon_2 = g_2 \, (n - 1) \; ;$$

l'efficacité résultante des deux cellules en coïncidence a donc pour valeur :

$$\varepsilon = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 = g_1 \, g_2 \, n(n - 1)$$

g_1 et g_2 étant de l'ordre de quelques pour cent il en résulte que l'efficacité du détecteur chute au-dessous de $1^{o}/oo$.

Le calcul du bruit de fond entraîné par la fission spontanée dans le cas des conditions expérimentales donne un chiffre de 7,5 coups en moyenne pour un canal de 800 ns de large du sélecteur de temps de vol pendant la durée d'accumulation ($\simeq$ 200 h). La valeur mesurée expérimentalement dans les mêmes conditions est de 24 coups. La différence s'explique par le fait que malgré les coïncidences effectuées, tous les neutrons de la réaction (α,n) ne sont pas éliminés. Leur grande énergie cinétique leur permet, en effet, d'ioniser une première cellule, d'être diffusés, puis d'ioniser à nouveau une cellule diamétralement opposée.

Conditions de la mesure

La base de vol était inclinée de 18° par rapport à la normale au ralentisseur. L'échantillon était situé à 13,945 m du centre de la cible.

La gamme d'énergie étudiée s'étendait de 0,8 à 50 eV. Les largeurs des canaux du sélecteur de temps de vol sont indiquées dans le tableau suivant. Elles ont été déterminées de façon à être inférieures à la fonction de résolution du détecteur dans la gamme d'énergie considérée.

Gamme d'énergies (eV)	Largeur des canaux (ns)
0,47 - 0,81	1600
0,81 - 3,80	800
3,80 - 9,68	400
9,68 - 23,35	200
23,35 - 50	100

L'accélérateur fonctionnait à une fréquence de répétition 500 cycles par seconde, la largeur de l'impulsion d'électrons était de 100 ns. La puissance délivrée par la machine était de 1,8 kW. Le temps d'accumulation a été d'environ 200 h.

Filtre anti-recouvrement

Dans les conditions de fonctionnement décrites, l'accélérateur émettait une bouffée de neutrons toutes les deux millisecondes. Lorsque les neutrons les plus rapides atteignent le détecteur, les plus lents de la bouffée précédente lui parviennent encore. Pour supprimer ce phé-

nomène, on interpose un filtre dans le faisceau. La matière et l'épaisseur de ce filtre sont déterminées de façon à ce qu'il soit opaque aux neutrons en-dessous d'une certaine énergie appelée "énergie de coupure".

Le filtre choisi était un écran de boral. C'est un alliage d'aluminium et de bore naturel. Son épaisseur était de 0,320 g/cm^2. Cela correspondait à une transmission de 0,063 à 0,5 eV (énergie de coupure).

VIII.7 DEPOUILLEMENT DES RESULTATS

La section efficace de fission est obtenue comme il est indiqué aux paragraphes VIII.1, 2, 3 et 4. On obtient ainsi une série qui donne pour chaque canal : l'énergie, la section efficace σ_f et l'erreur sur σ_f. Les figures VIII.2 et VIII.3 montrent la variation de σ_f entre 1 et 40 eV d'énergie de neutrons.

La section efficace peut être décrite par un ensemble de résonances dont les paramètres E, Γ et Γ_f sont déterminés à partir d'une analyse de forme. Cette méthode consiste à comparer la forme de la courbe expérimentale à la forme d'une courbe calculée au moyen d'un jeu de paramètres. Un programme de calcul ajuste ces paramètres par la méthode des moindres carrés de façon à obtenir le meilleur accord possible [VIII,3]. La fonction théorique utilisée correspond à la formule (VII.11).

VIII.8 LES RESULTATS

Le tableau I donne les paramètres de résonances obtenus pour 38 résonances au-dessous de 40 eV. Les largeurs totales et les largeurs neutroniques résultent de la mesure de transmission effectuée par H. Derrien [VIII,2].

Le tableau II permet une comparaison avec les résultats partiels publiés par Bowman [VIII,1]. L'accord est bon pour sept résonances, il est mauvais pour quatre autres. Pour les résonances à 3,97 eV, 4,97 eV, 6,12 eV et 9,11 eV, en effet, Bowman donne des surfaces de résonances environ dix fois plus faibles que les nôtres, bien qu'il n'y ait pas de désaccord apparent dans les sections efficaces mesurées. Les largeurs de fission ont une valeur moyenne Γ_f = 0,23 meV et sont distribuées suivant une loi en χ^2 à 4 degrés de liberté (fig. VIII.4). Il y a donc un nombre assez important de voies qui contribuent à la fission sous le seuil du noyau composé ^{242}Am, ce qui n'est pas impossible étant donné que, dans un tel noyau impair-impair, les états de transition doivent être très rapprochés.

Les résultats de Derrien ont aussi permis d'analyser la section de fission mesurée à Los Alamos [VIII,4] (et obtenue par l'intermédiaire du CCDN à Saclay). Les largeurs de fission obtenues entre 22 eV et 52 eV sont données dans le tableauIII. Leur valeur moyenne est $\langle \Gamma_f \rangle$ = 0,52 meV et elles sont distribuées suivant une loi en χ^2 à 15 degrés de liberté. Il est difficile d'interpréter ce résultat dans le cadre de la théorie des voies de fission. Une explication pourrait être trouvée dans une contamination de la section efficace de fission de Los Alamos par la capture. Il suffit, en effet, d'une contribution à la fission de 0,7% de la capture totale pour faire passer la largeur moyenne de 0,23 meV à 0,52 meV. Si, à chaque largeur de fission, on applique la correction de 0,30 meV correspondante, le nombre de degrés de liberté passe de 15 à 3,en bon accord avec nos résultats.

Pas plus nos mesures que celles de Los Alamos ne montrent d'anomalies dans la distribution des largeurs qui pourraient suggérer un effet de structure intermédiaire, au moins au-dessus de 50 eV. A plus haute énergie, rien n'apparaît non plus à l'ispection visuelle de la section efficace. L'analyse que nous avons faite nous a permis de préciser les propriétés statistiques de la fission résonnante de ^{241}Am ; il est possible à partir des paramètres obtenus d'évaluer une section efficace de fission réaliste nécessaire au calcul des réacteurs.

Bibliographie du Chapitre VIII

[VIII,1] C.D. BOWMAN et al.
Phys. Rev., 137B (1965) 326.

[VIII,2] H. DERRIEN et B. LUCAS
Conf. on Nucl. Cross Section and Technology, Washington (1975).

[VIII,3] H. DERRIEN
Thèse de Doctorat d'Etat n° 1172.

[VIII,4] P.A. SEEGER et al.
Nucl. Phys., A96 (1967) 605.

CONCLUSION

Le détecteur de neutrons rapides que nous venons de décrire a été étudié pour travailler dans des conditions particulières où aucun autre détecteur de fission ne pouvait être utilisé. Nous l'avons expérimenté dans un cas particulièrement difficile. En effet :

a) en raison de la faible valeur de la section efficace, il était nécessaire, pour avoir un comptage suffisant, d'utiliser une quantité importante d'américium 241 (supérieure à 1 g) qui correspond à une émission de l'ordre de 10^{11} rayons α par seconde. Un scintillateur gazeux ou une chambre à ionisation ne peuvent accepter une telle quantité de ce matériau fissile à cause de la très grande activité α ;

b) toujours à cause de cette activité α, l'américium risque de contaminer très rapidement le détecteur s'il n'est pas enfermé dans une gaine étanche. De plus, son activité δ le rend très dangereux à manipuler, même dans un boîtier étanche. La possibilité d'utiliser un échantillon enfermé dans une protection de plomb et la facilité avec laquelle cet échantillon pouvait être manipulé à l'intérieur de notre détecteur, ont grandement facilité l'évolution du personnel dans la zone expérimentale au moment des réglages ;

c) la nécessité de travailler avec un oxyde plutôt qu'un échantillon métallique à quelque peu contrecarré nos prévisions et nous a obligé à imposer des coïncidences, ce qui a eu pour effet de réduire sensiblement l'efficacité ;

d) enfin, la décision de cesser toute activité neutronique auprès de l'accélérateur linéaire a fortement handicapé le déroulement de la mesure. En particulier, la nécessité de terminer rapidement l'ensemble des programmes en cours ne nous a pas permis d'imposer les con-

ditions de fonctionnement qui nous étaient les plus favorables. C'est ainsi, qu'au cours d'une partie de l'expérience, l'accélérateur ne fonctionnait qu'au tiers de sa puissance.

Malgré toutes ces difficultés, nous avons pu mesurer la section efficace de ^{241}Am et donner les largeurs de fission jusqu'à 40 eV. Ceci a permis d'améliorer et de compléter les résultats de Bowman [VIII,1] et ceux de Seeger [VIII,4]. De plus, notre travail a mis en évidence des anomalies dans chacun de ces résultats. Il est regrettable que l'arrêt des activités neutroniques sur l'accélérateur linéaire n'ait pas permis de continuer ce programme en étendant la mesure vers des énergies plus élevées, mais on dispose d'ores et déjà de suffisamment d'informations pour effectuer une évaluation relativement précise de la section efficace de fission de ^{241}Am demandée par les physiciens des réacteurs.

LEGENDE DES FIGURES ET TABLEAUX

Fig. (I.1) : Spectre en énergie des neutrons de fission vus par le détecteur. Le spectre de protons de recul représenté en (2) est celui pris en compte après discrimination de forme.

Fig. (II.1) : Vue en coupe du détecteur de neutrons de fission.

Fig. (II.2) : Schéma indiquant la position des différentes collimations et protections.

Fig. (IV.1) : Courbes représentant les variations de l'amplitude positive du signal discriminé en fonction de la tension dernière dynode-anode.

- la courbe en trait plein représente la valeur moyenne de l'amplitude du signal discriminé concernant le spectre de neutrons de fission.
- les courbes en trait pointillé représentent l'amplitude maximum de la remontée positive due à des rayons γ dont les énergies respectives sont de 660 keV et 1,27 MeV.

Fig. (IV.2) : Discrimination de forme obtenue sur deux impulsions due l'une à un neutron l'autre à un rayon γ par l'effet de la charge d'espace.

Fig. (IV.3) : Schéma synoptique du circuit "test d'unicité" délivrant l'ordre d'ouverture de la porte d'analyse.

Fig. (IV.4) : Diagramme des niveaux logiques en différents points tests du circuit "Test d'unicité" indiquant son fonctionnement selon l'espacement "e" des impulsions "IT1" fournies par la voie temps.

Fig. (V.1) : Schéma d'alimentation d'un photomultiplicateur XP 1040.

Fig. (V.2) : Schéma synoptique des circuits associés à chaque photomultiplicateur. Ce schéma montre le principe de fonctionnement en coïncidence de deux photomultiplicateurs, et les éléments de la chaîne d'analyse en temps.

Fig. (V.3) : Schéma du circuit de pulsation.

Fig. (V.4) : Courbes représentant l'efficacité de coupure du courant anodique en fonction du potentiel interdynodes.

Fig. (VI.1) : Spectre en temps de vol obtenu après 75 h d'accumulation ; l'échantillon étant constitué par une feuille d'or de 0,5 mm d'épaisseur. Cette figure montre l'efficacité du taux de réjection $\mathfrak{d}$: la résonance de capture à 4,9 eV n'apparaît pas.

Fig. (VI.2) : Détail de la courbe de fission de ^{239}Pu, mettant en évidence l'effet d'interférence entre résonances au voisinage de 12 eV.

Fig. (VII.1) : Courbes montrant l'importance relative des différents facteurs intervenant dans l'évaluation de la résolution en énergie du détecteur.

Fig. (VIII.1) : Schéma synoptique du détecteur de spectre.

Figs. (VIII.2) et (VIII.3) : Courbe de la variation de la section efficace de fission de ^{241}Am entre 1 eV et 40 eV.

Fig. (VIII.4) : Distribution des largeurs de fission.

Tableau I Liste des largeurs neutroniques et de fission de ^{241}Am obtenues à Saclay entre 1 et 40 eV.

Tableau II Tableau comparatif entre nos résultats et ceux proposés par Bowman.

Tableau III Largeurs de fission Γ_f entre 22 et 52 eV évaluées par P.A. Seeger [VIII.4].

Tableau I

E (eV)	$2g\,\Gamma_n$ (meV)	$\Delta\,2g\,\Gamma_n$ (meV)	Γ_f (meV)
1,276	0,322	0,006	0,37
1,928	0,113	0,001	0,08
2,372	0,073	0,001	0,18
2,598	0,147	0,001	0,17
3,973	0,210	0,001	0,16
4,968	0,175	0,003	0,44
5,415	0,760	0,001	0,63
6,117	0,124	0,001	0,42
6,745	0,028	0,001	0,22
7,659	0,037	0,001	0,10
8,173	0,108	0,001	0,12
9,113	0,389	0,002	0,18
9,851	0,406	0,002	0,95
10,116	0,026	0,001	0,16
10,403	0,326	0,002	0,06
10,997	0,413	0,002	0,13
12,879	0,131	0,001	0,06
14,682	2,482	0,011	0,27
15,689	0,244	0,003	0,10
16,388	1,277	0,005	0,11
16,849	0,646	0,004	0,32
17,729	0,391	0,004	0,30
19,445	0,213	0,003	0,03
21,740	0,081	0,003	0,27
23,079	0,417	0,012	0,27
23,337	0,445	0,012	0,17
24,192	1,304	0,007	0,14
25,634	1,258	0,008	0,29
26,498	0,487	0,014	0,05
26,669	0,217	0,010	0,19
28,355	0,570	0,009	0,16
28,903	0,467	0,009	0,16
29,504	0,701	0,009	0,10
31,251	0,996	0,019	0,22
32,030	0,300	0,010	0,28
36,979	2,995	0,017	0,51
38,366	2,260	0,015	0,30
39,617	1,295	0,020	0,23

Tableau II

Energie (eV)	$\sigma_o \Gamma_f$ Bowman	$\sigma_o \Gamma_f$ ce travail
1,276	2,43	2,65
1,928	0,143	0,132
2,372	0,163	0,172
2,598	0,261	0,276
3,973	0,024	0,250
4,968	0,064	0,456
5,415	2,44	2,580
6,117	0,020	0,250
6,745	-	0,028
7,659	-	0,015
8,173	-	0,062
9,113	0,069	0,223
9,851	1,06	1,154
10,116	-	$\simeq$ 0,013
10,403	-	0,059
10,997	-	0,136
12,879	-	0,036
14,682	1,544	1,433
15,689	-	$\simeq$ 0,060
16,388		0,284
16,849		0,382
17,729		0,224
19,445		0,096
20,900		0,042
21,740		0,040
23,079		0,151
23,337		0,097
24,192		0,243
25,634		0,478
36,979		0,973
38,366		0,459

Tableau III

E (eV)	Γ_f (meV)
22,75	0,58
23,08	0,77
23,34	0,31
24,19	0,48
25,63	0,82
26,50	0,47
26,67	0,48
27,57	2,54
27,73	0,44
28,36	0,55
28,90	0,36
29,50	0,45
30,82	1,20
31,02	0,51
31,25	0,57
32,03	0,56
34,03	0,22
34,46	0,74
34,93	0,41
35,49	0,36
36,25	0,57
36,99	0,66
38,37	0,53
39,62	0,56
40,07	0,79
40,41	0,34
43,29	0,35
43,57	0,49
46,07	0,27
46,57	0,28
47,54	0,25
48,76	0,49
49,33	0,54
50,28	0,37
50,85	0,47
51,98	0,38

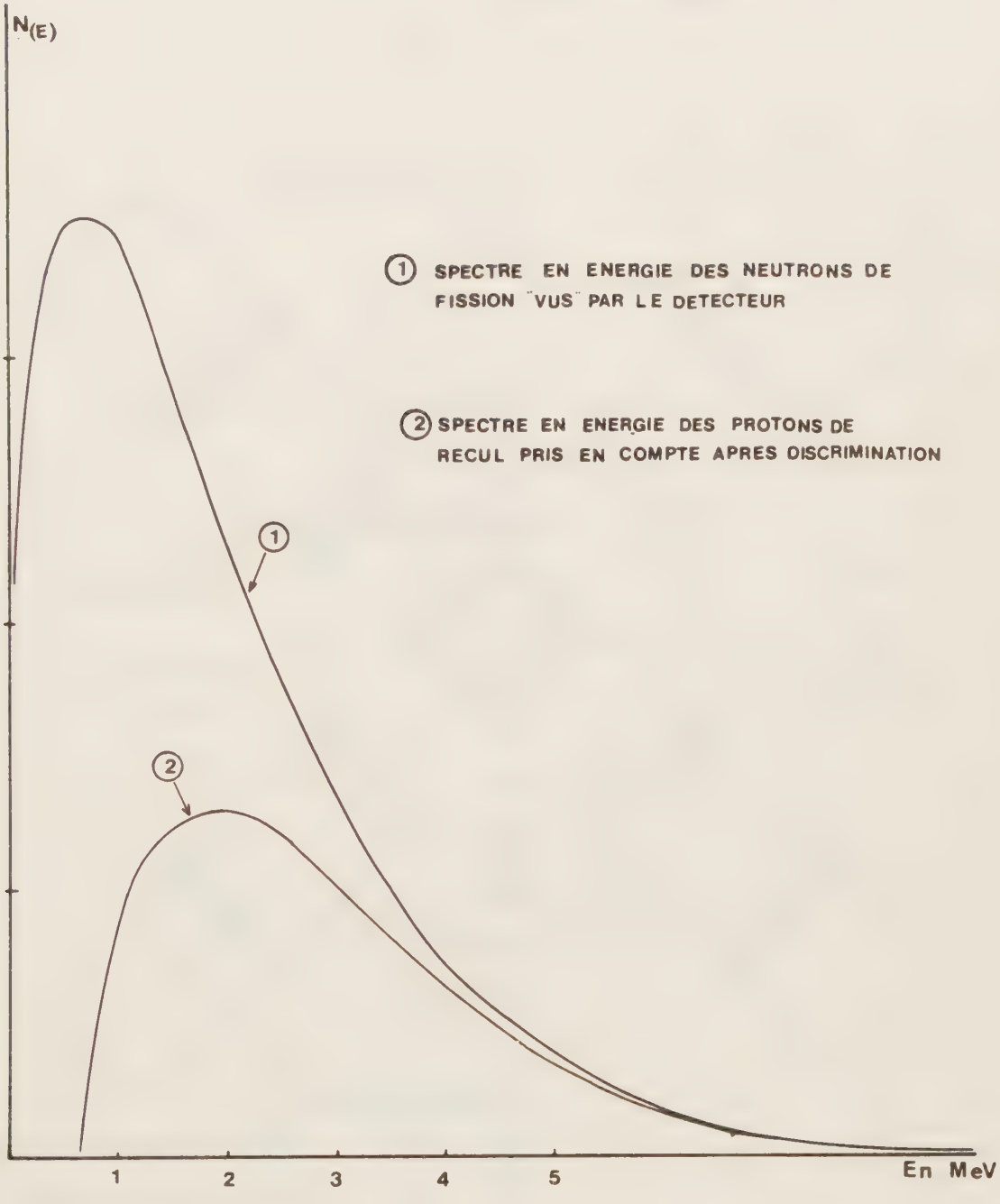

N(E)
① SPECTRE EN ENERGIE DES NEUTRONS DE FISSION "VUS" PAR LE DETECTEUR
② SPECTRE EN ENERGIE DES PROTONS DE RECUL PRIS EN COMPTE APRES DISCRIMINATION
1
2
1
2
3
4
5
En MeV

Fig I,1

Vue en coupe du détecteur

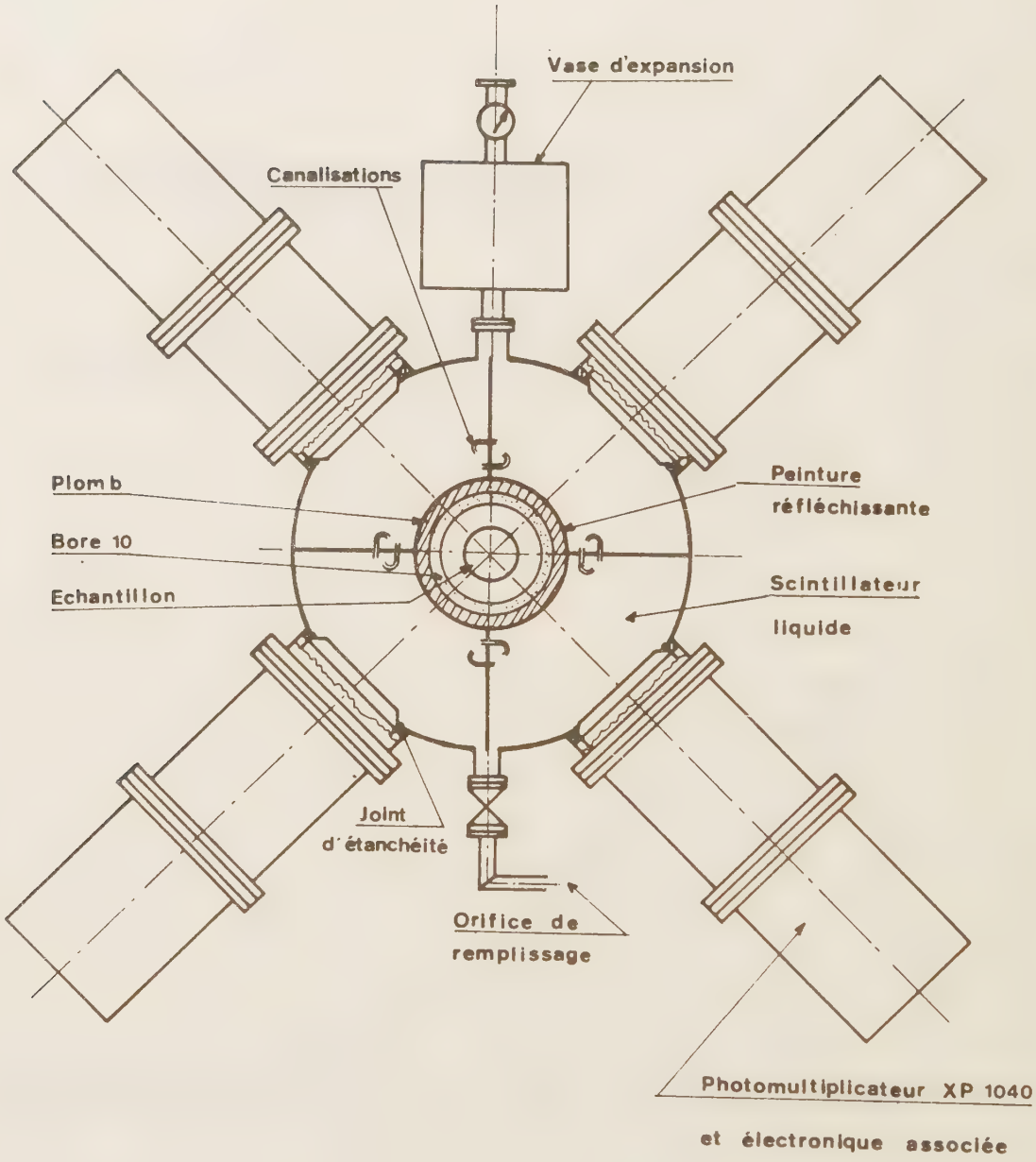


Fig II,1

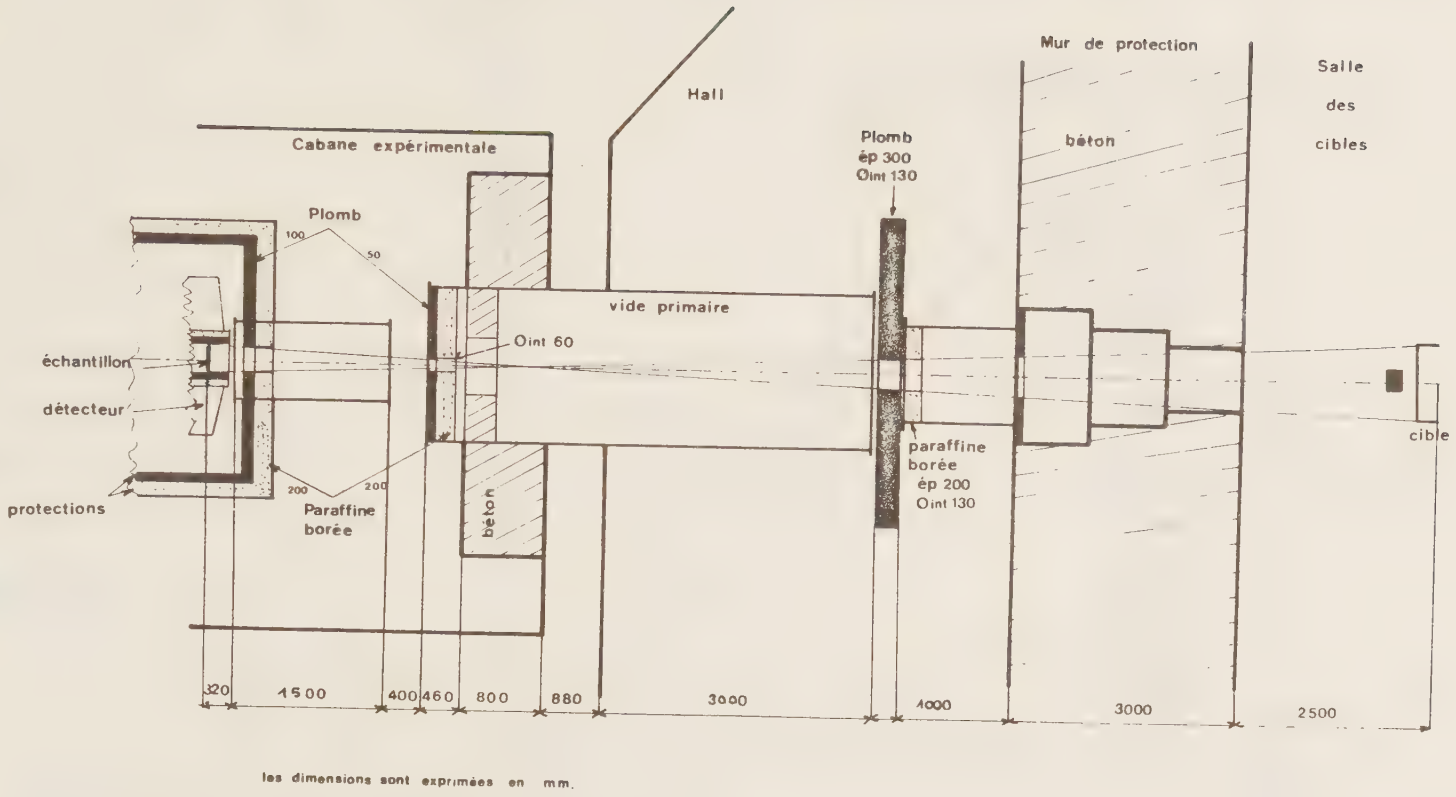

Mur de protection
Salle
des
cibles
Hall
Cabane expérimentale
Plomb
ép 300
Øint 130
béton
Plomb
100
50
vide primaire
Øint 60
échantillon
détecteur
protections
Paraffine
borée
200
200
béton
paraffine
borée
ép 200
Øint 130
cible
320
1500
400
460
800
880
3000
4000
3000
2500
les dimensions sont exprimées en mm.

Fig II,2

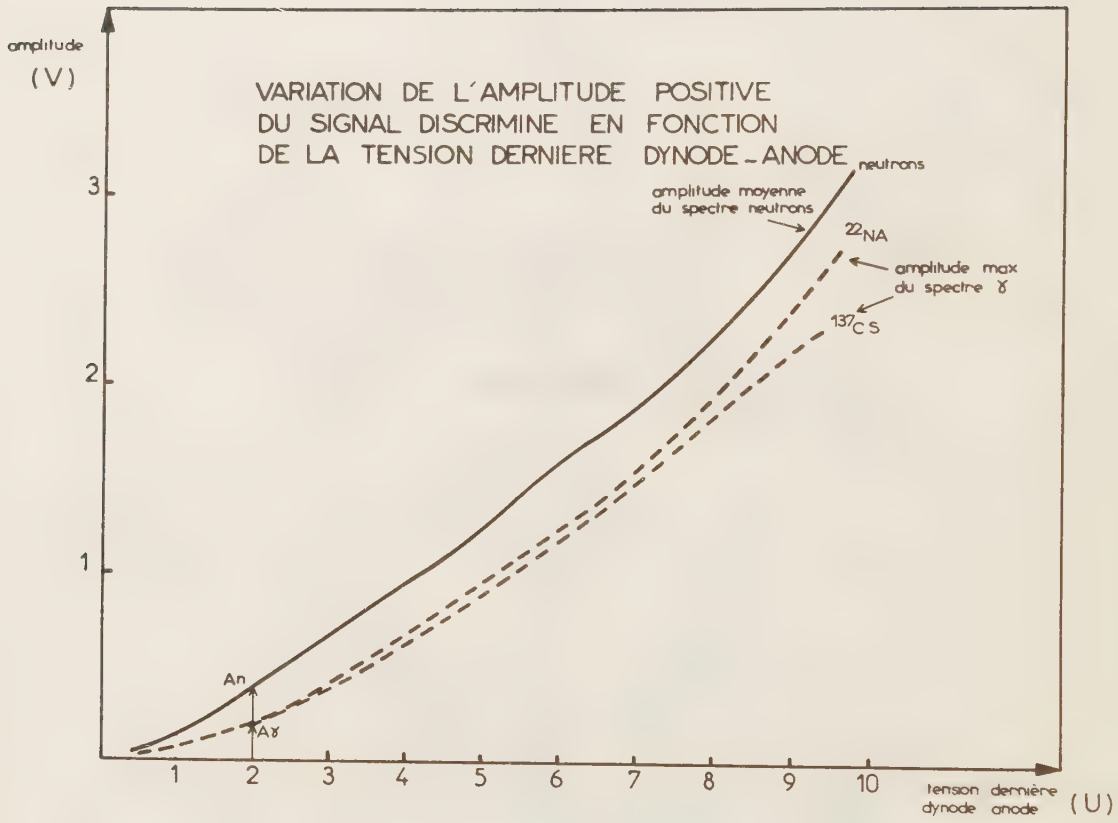

amplitude
(V)
VARIATION DE L'AMPLITUDE POSITIVE
DU SIGNAL DISCRIMINE EN FONCTION
DE LA TENSION DERNIERE DYNODE - ANODE
neutrons
amplitude moyenne
du spectre neutrons
22NA
amplitude max
du spectre γ
137CS
An
Aγ
3
2
1
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10
tension dernière
dynode anode
(U)

Fig IV,1

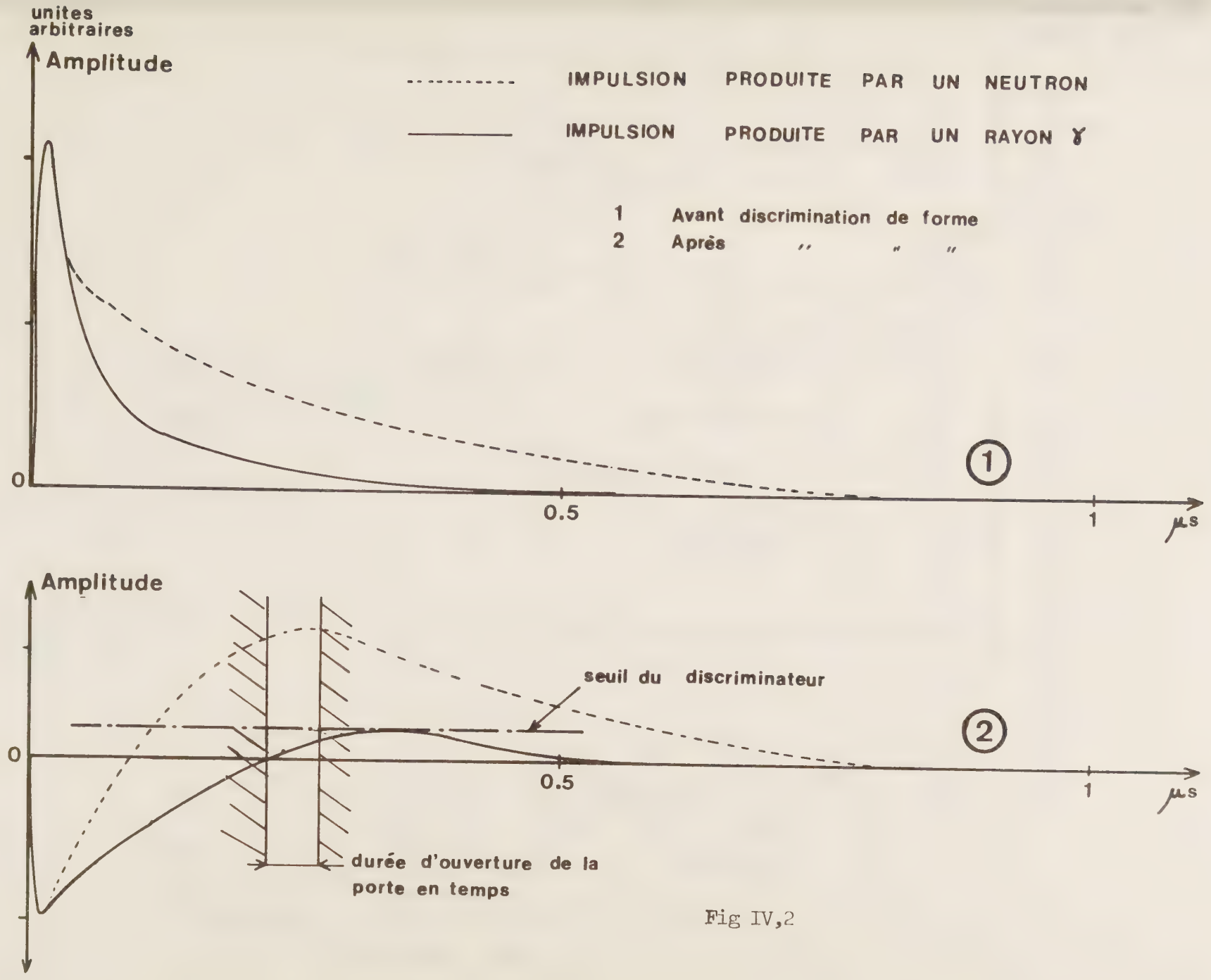

unites arbitraires
Amplitude
IMPULSION PRODUITE PAR UN NEUTRON
IMPULSION PRODUITE PAR UN RAYON γ
1 Avant discrimination de forme
2 Après " " "
0
0.5
1
μs
①
Amplitude
seuil du discriminateur
②
0
0.5
1
μs
durée d'ouverture de la porte en temps

Fig IV,2

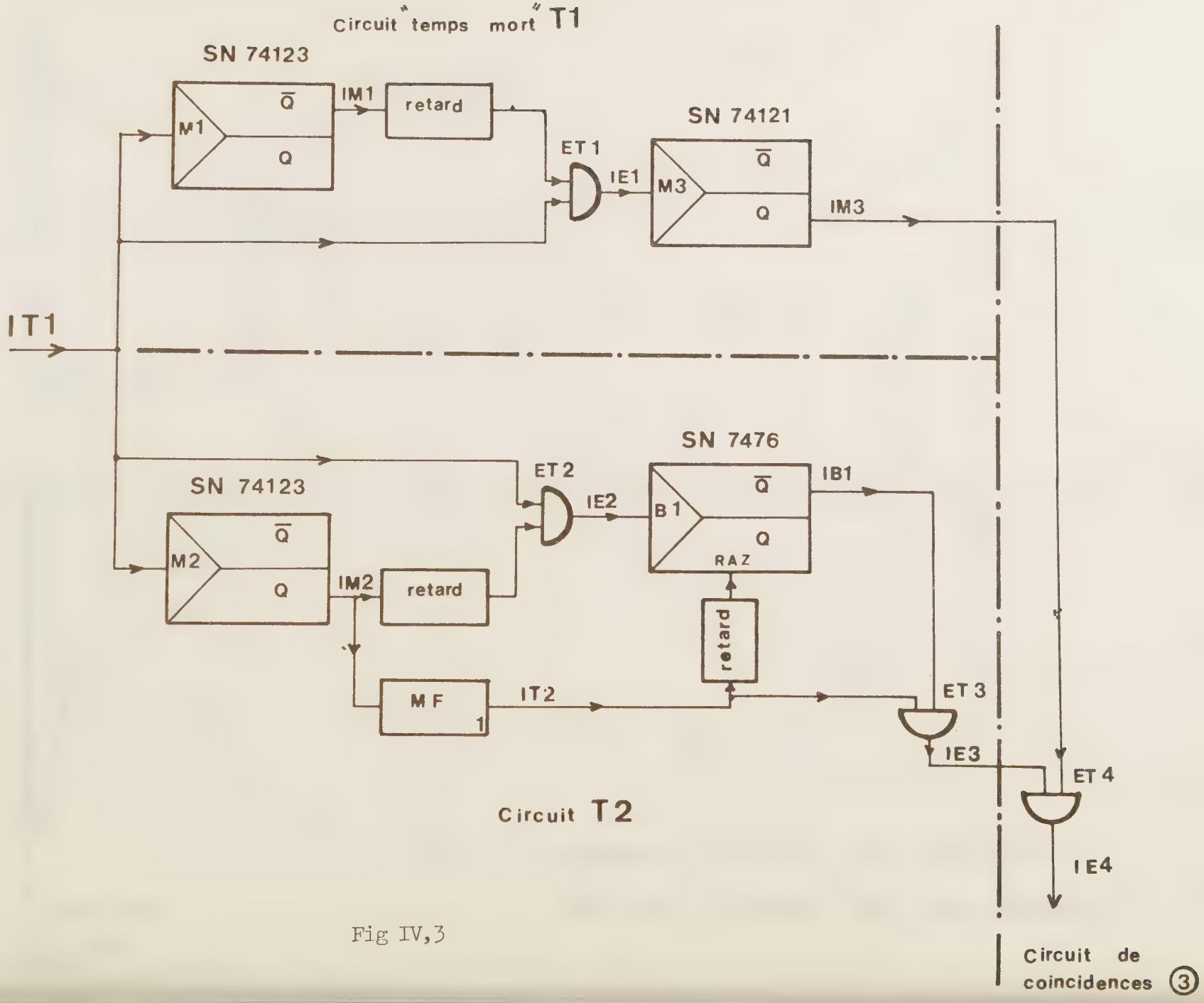

Circuit "temps mort" T1
SN 74123
M1
Q̄
Q
IM1
retard
ET 1
IE1
SN 74121
M3
Q̄
Q
IM3
IT1
SN 7476
SN 74123
M2
Q̄
Q
IM2
retard
ET 2
IE2
B 1
Q̄
Q
RAZ
IB1
retard
MF
1
IT2
ET 3
IE3
ET 4
IE4
Circuit T2
Circuit de coincidences ③

Fig IV,3

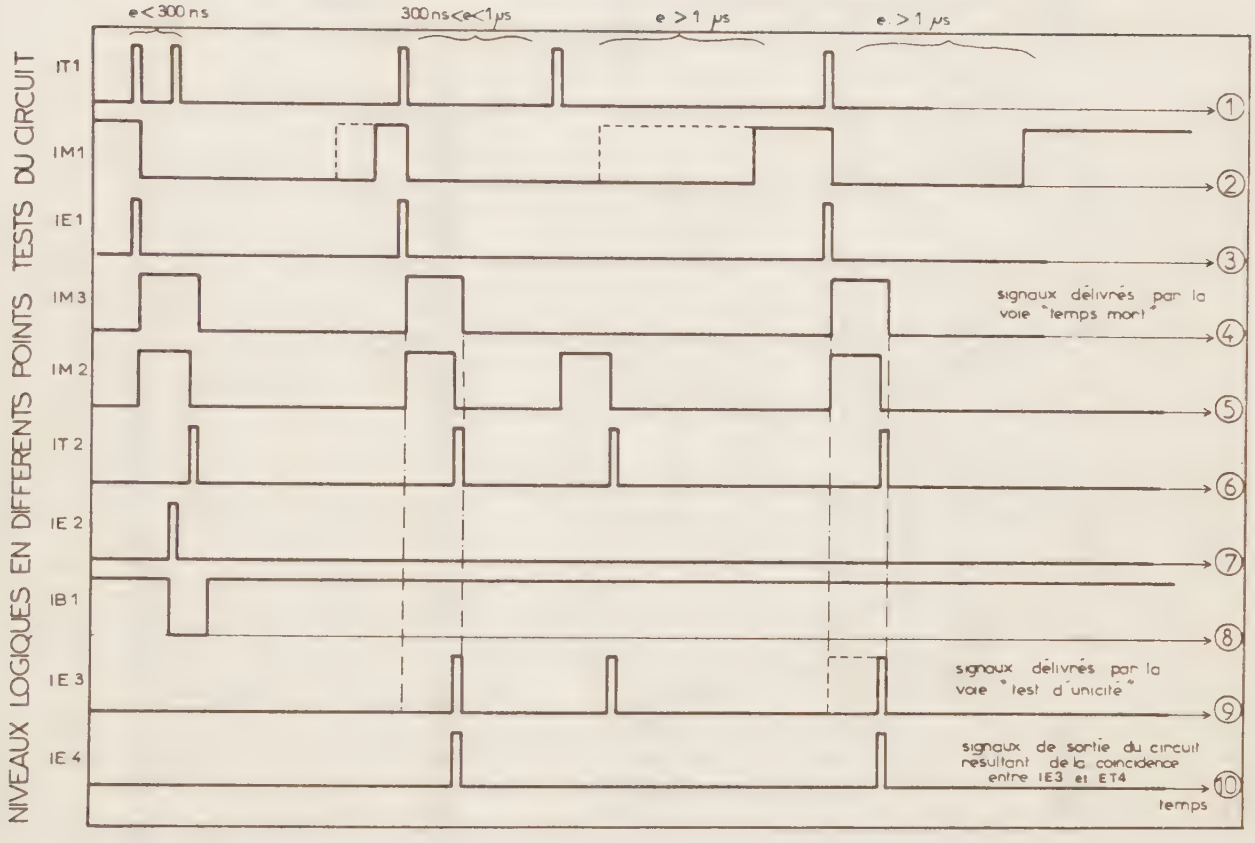

e < 300 ns
300 ns < e < 1 µs
e > 1 µs
e > 1 µs
NIVEAUX LOGIQUES EN DIFFERENTS POINTS TESTS DU CIRCUIT
IT1
IM1
IE1
IM3
IM2
IT2
IE2
IB1
IE3
IE4
signaux délivrés par la voie "temps mort"
signaux délivrés par la voie "test d'unicité"
signaux de sortie du circuit résultant de la coincidence entre IE3 et ET4
temps
1
2
3
4
5
6
7
8
9
10

Fig IV,4

— les valeurs des résistances sont exprimées en K Ω .
— c = 10nF.

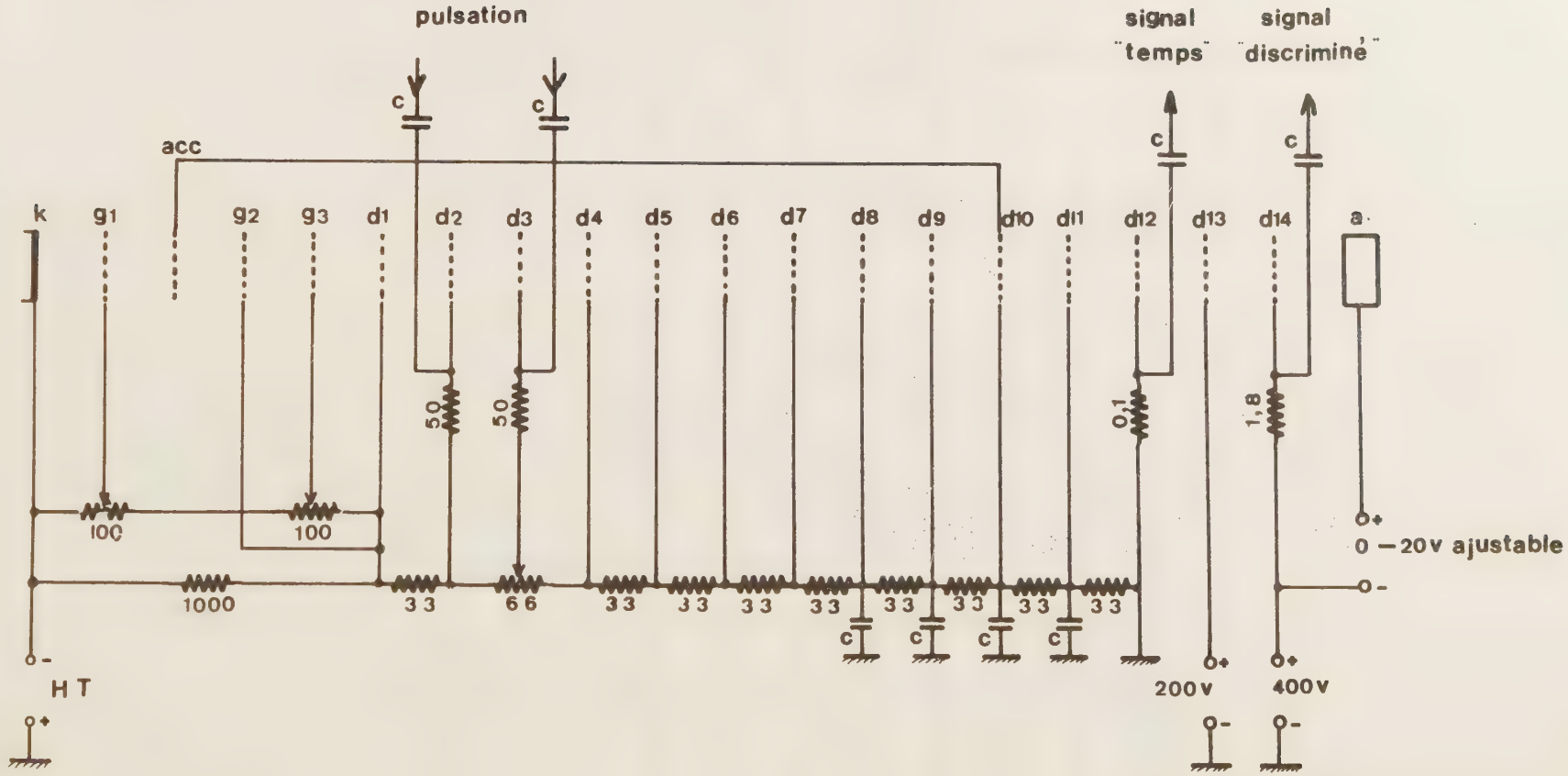
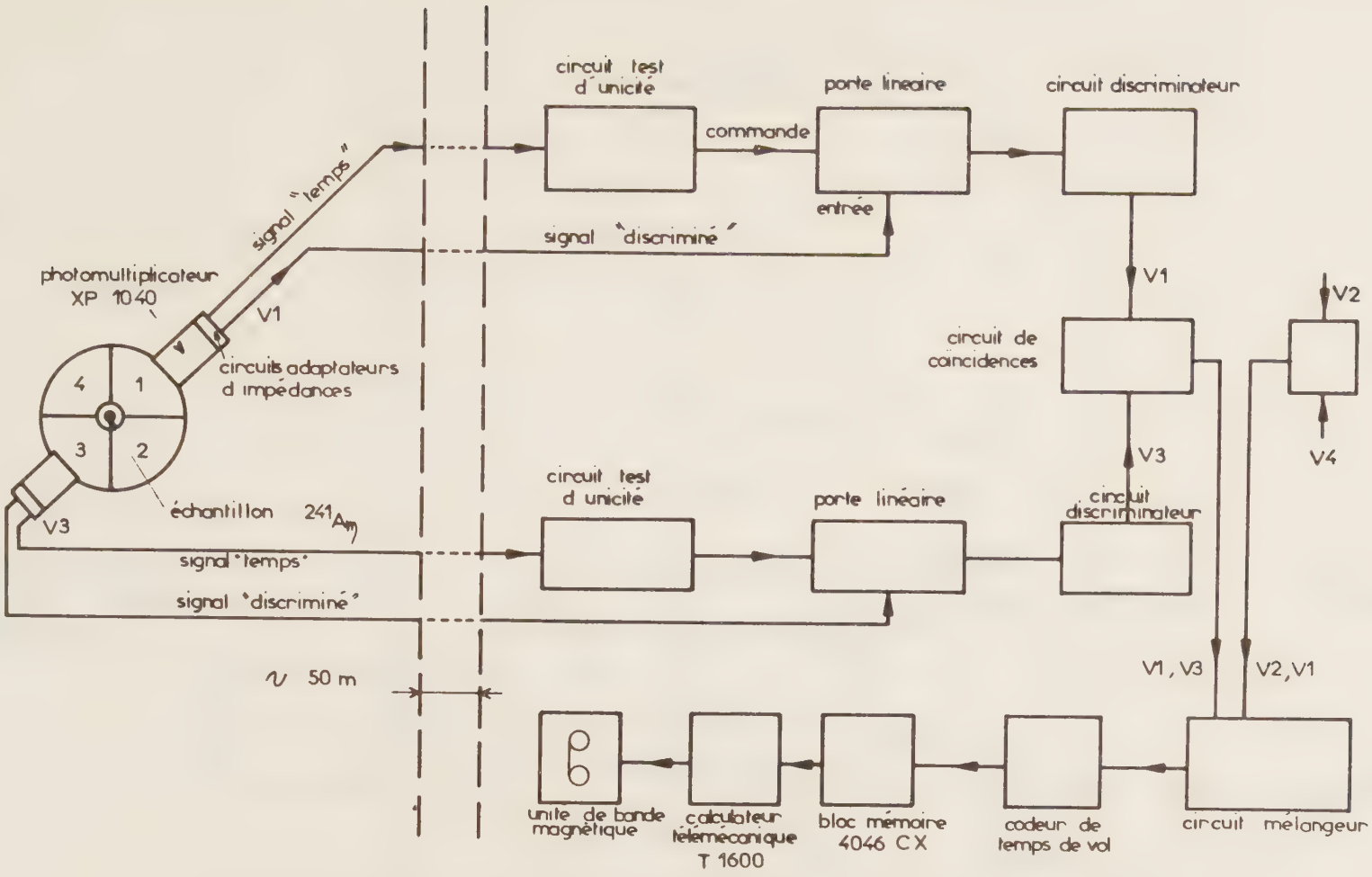


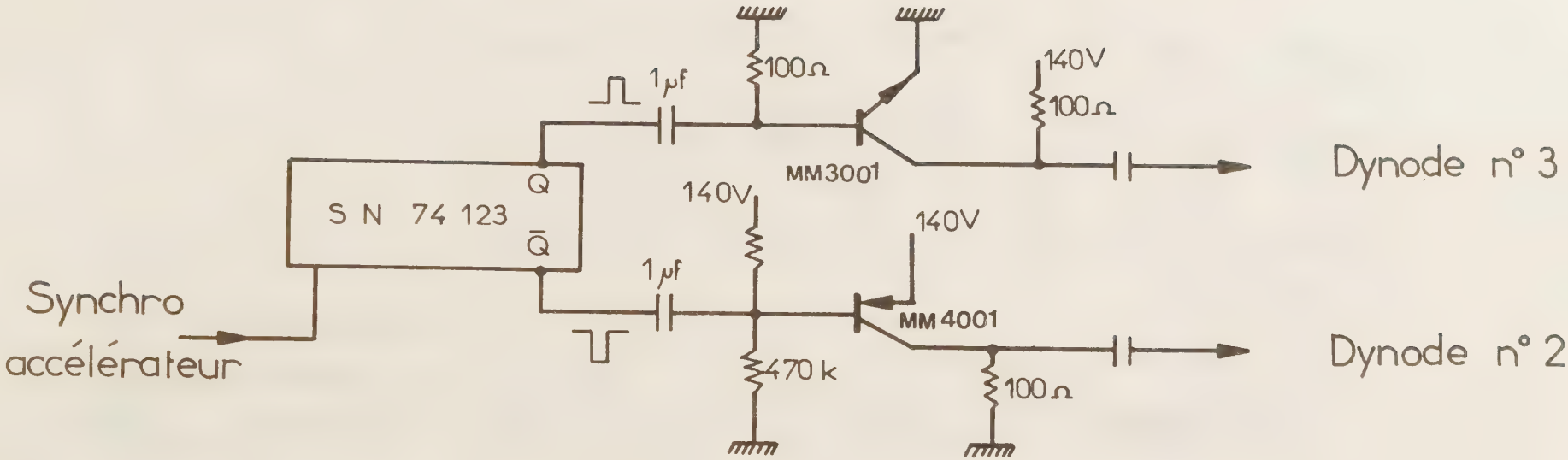
schéma d'alimentation d'un photomultiplicateur X P 1040

Fig V,1



SCHEMA SYNOPTIQUE DU DISCRIMINATEUR ET DE LA CHAINE D'ANALYSE EN TEMPS

Fig V,2



CIRCUIT DE PULSATION

Fig V,3

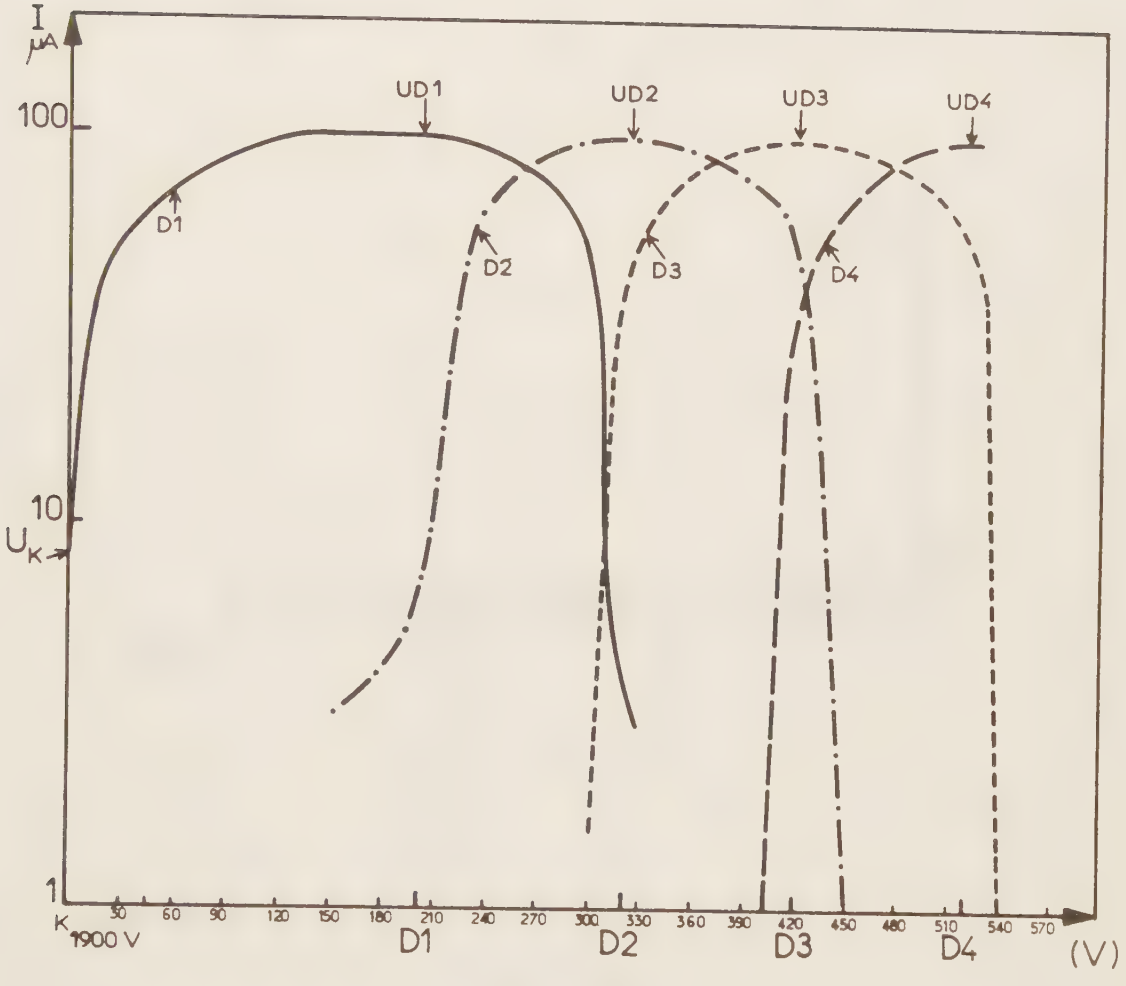

I
μA
100
10
1
U_K
UD1
UD2
UD3
UD4
D1
D2
D3
D4
K
1900 V
50
60
90
120
150
180
210
240
270
300
330
360
390
420
450
480
510
540
570
D1
D2
D3
D4
(V)

Fig V,4

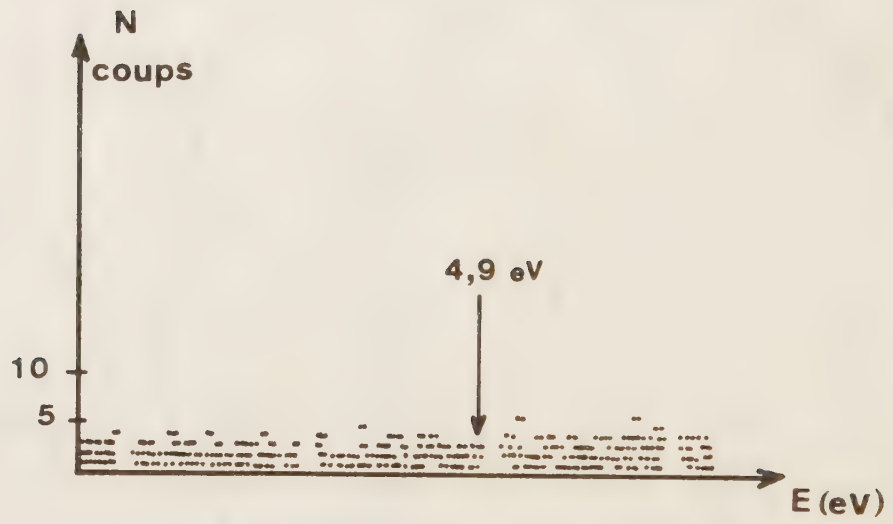


Fig VI,1

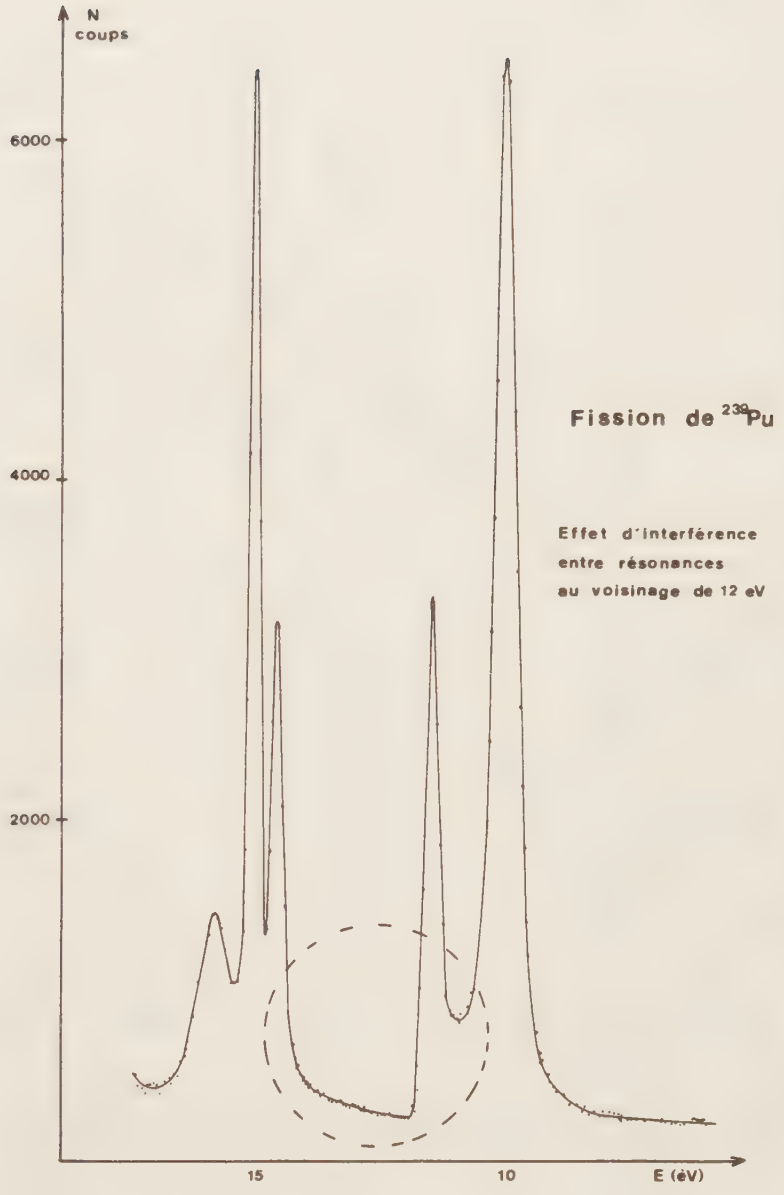

N
coups
6000
4000
2000
Fission de ^{239}Pu
Effet d'interférence
entre résonances
au voisinage de 12 eV
15
10
E (eV)

Fig VI,2

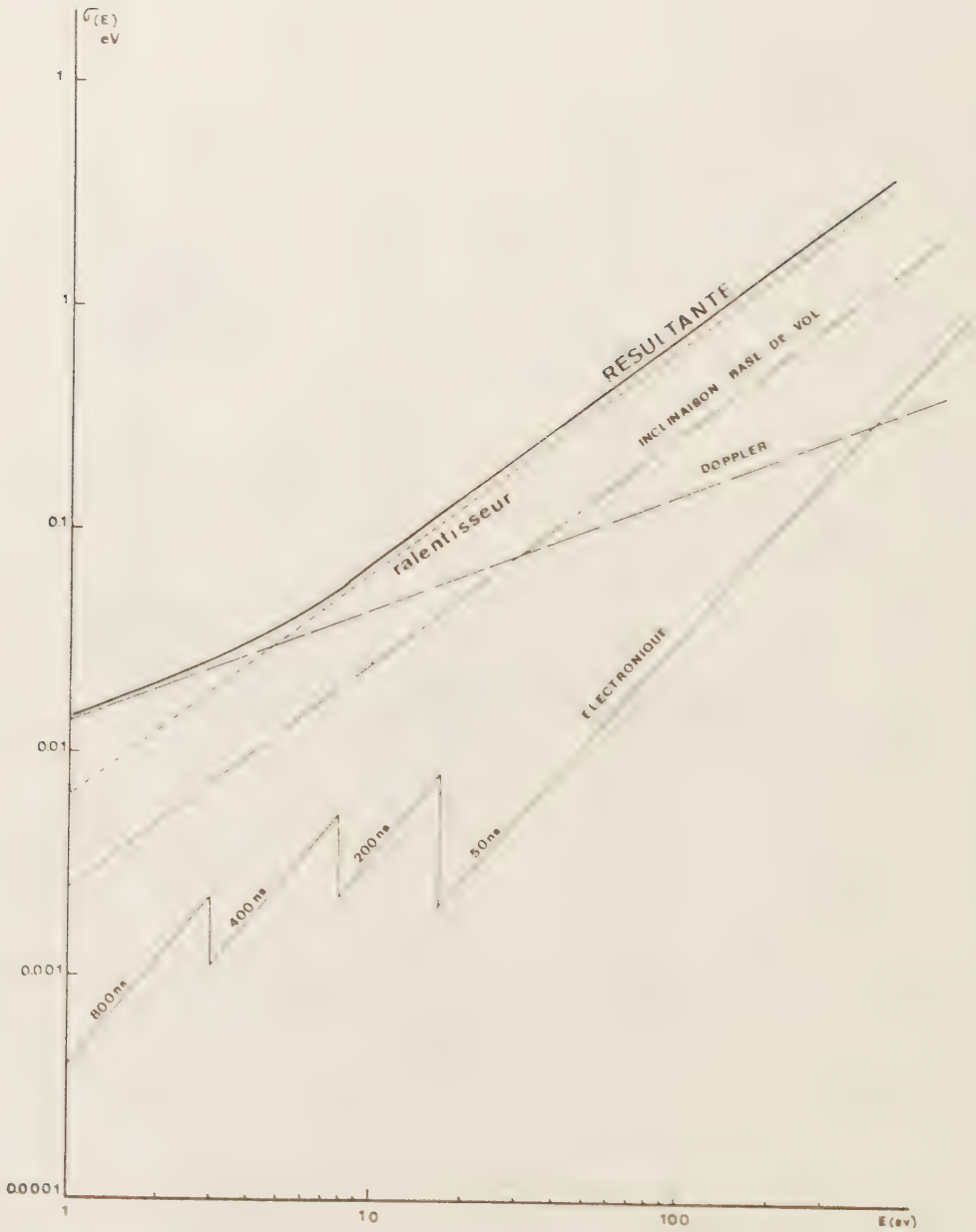

σ(E) eV
1
1
0.1
0.01
0.001
0.0001
RESULTANTE
INCLINAISON BASE DE VOL
DOPPLER
ralentisseur
ELECTRONIQUE
800ns
400ns
200ns
50ns
1
10
100
E(ev)

Fig VII,1

DETECTEUR SPECTRE

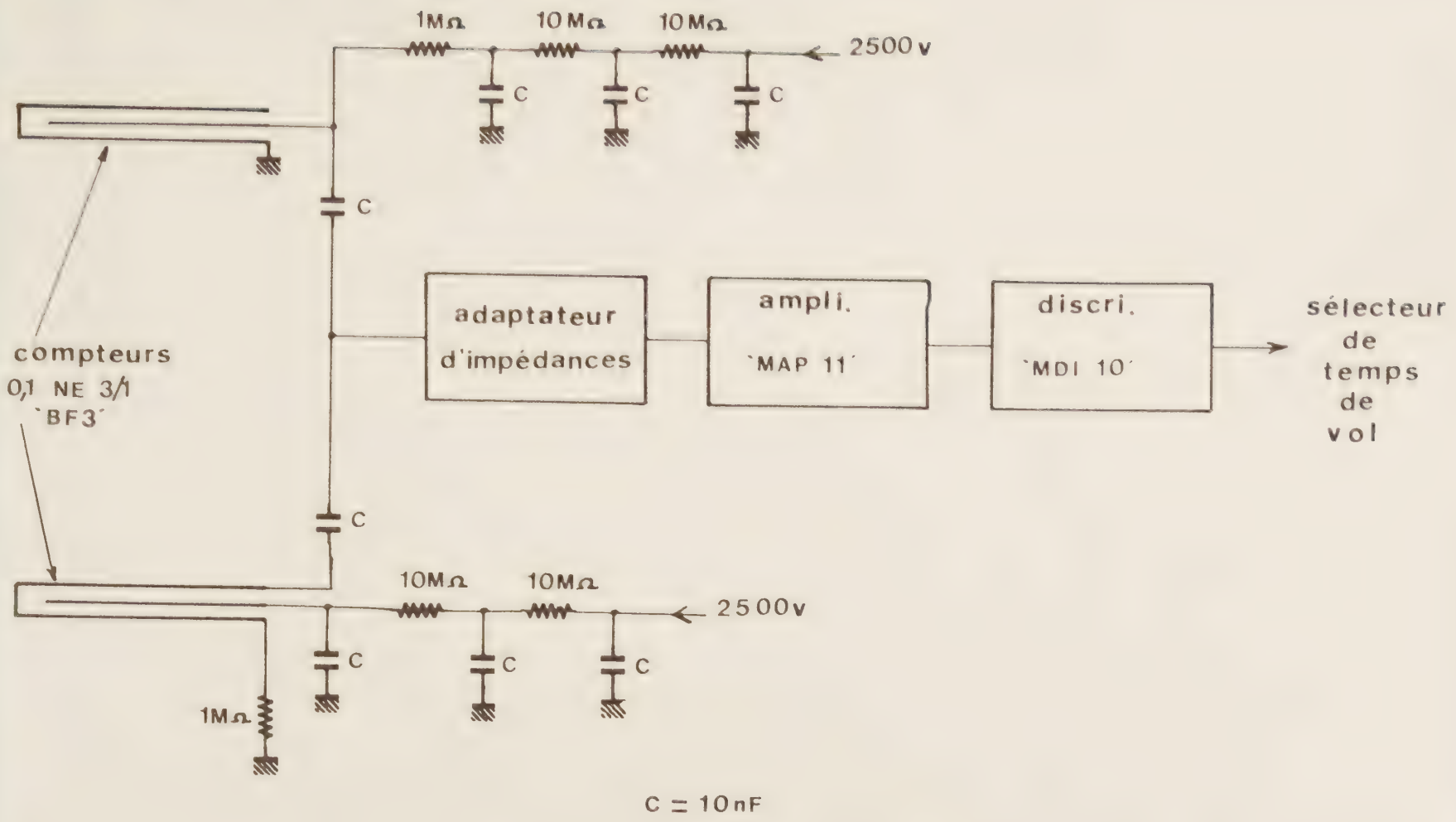


Fig VIII,1

95 AM 241
N.FISSION
AM 241 N.FISSION. SACLAY (1975)
SIGMA (BARN)
52.0
48.0
44.0
40.0
36.0
32.0
28.0
24.0
20.0
16.0
12.0
8.0
4.0
0.0
0.0
2.0
4.0
6.0
8.0
10.0
12.0
14.0
16.0
18.0
20.0
E(MEV)

Fig VIII,2

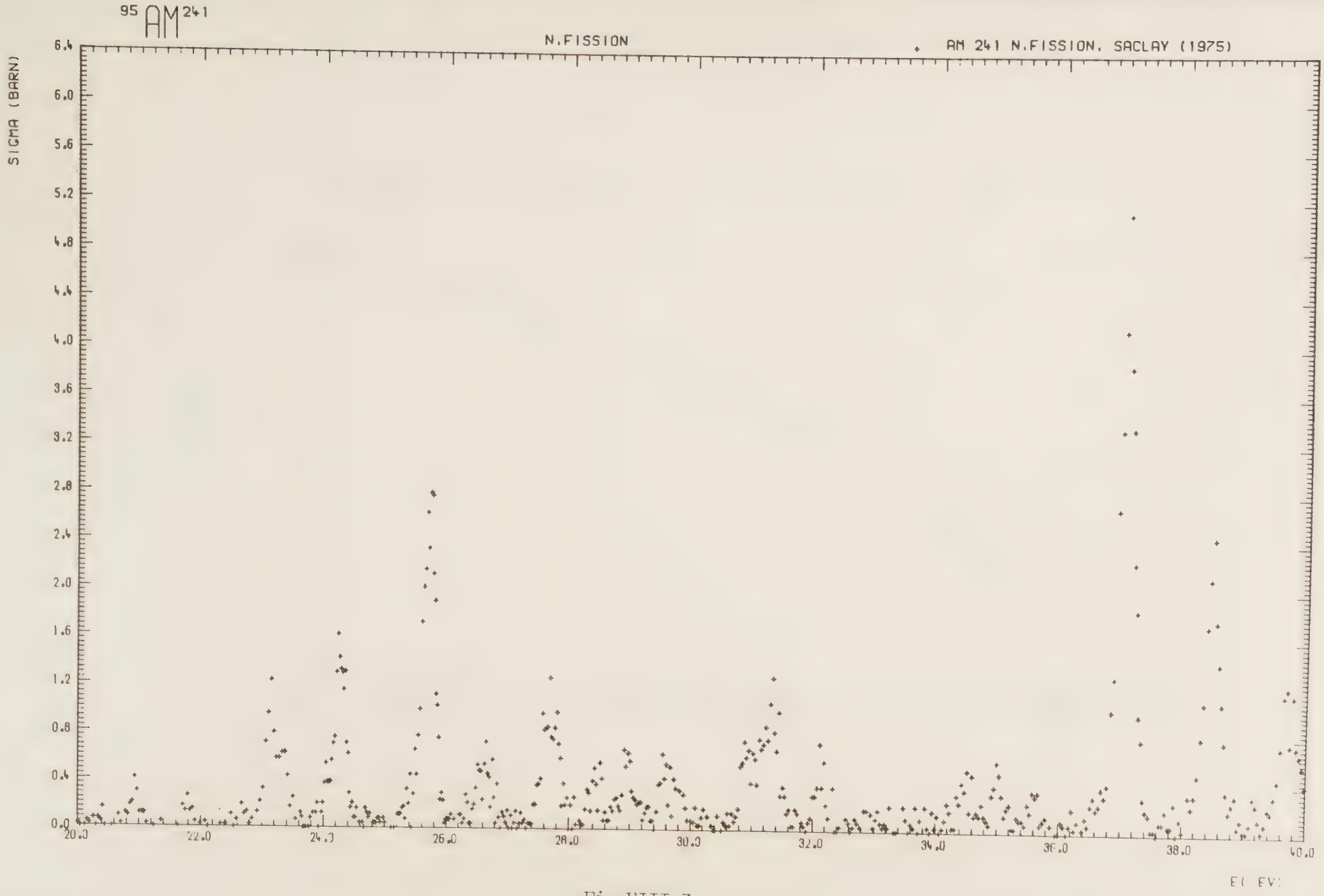

95 AM 241
N.FISSION
AM 241 N.FISSION. SACLAY (1975)
SIGMA (BARN)
6.4
6.0
5.6
5.2
4.8
4.4
4.0
3.6
3.2
2.8
2.4
2.0
1.6
1.2
0.8
0.4
0.0
20.0
22.0
24.0
26.0
28.0
30.0
32.0
34.0
36.0
38.0
40.0
E(EV)

Fig VIII,3

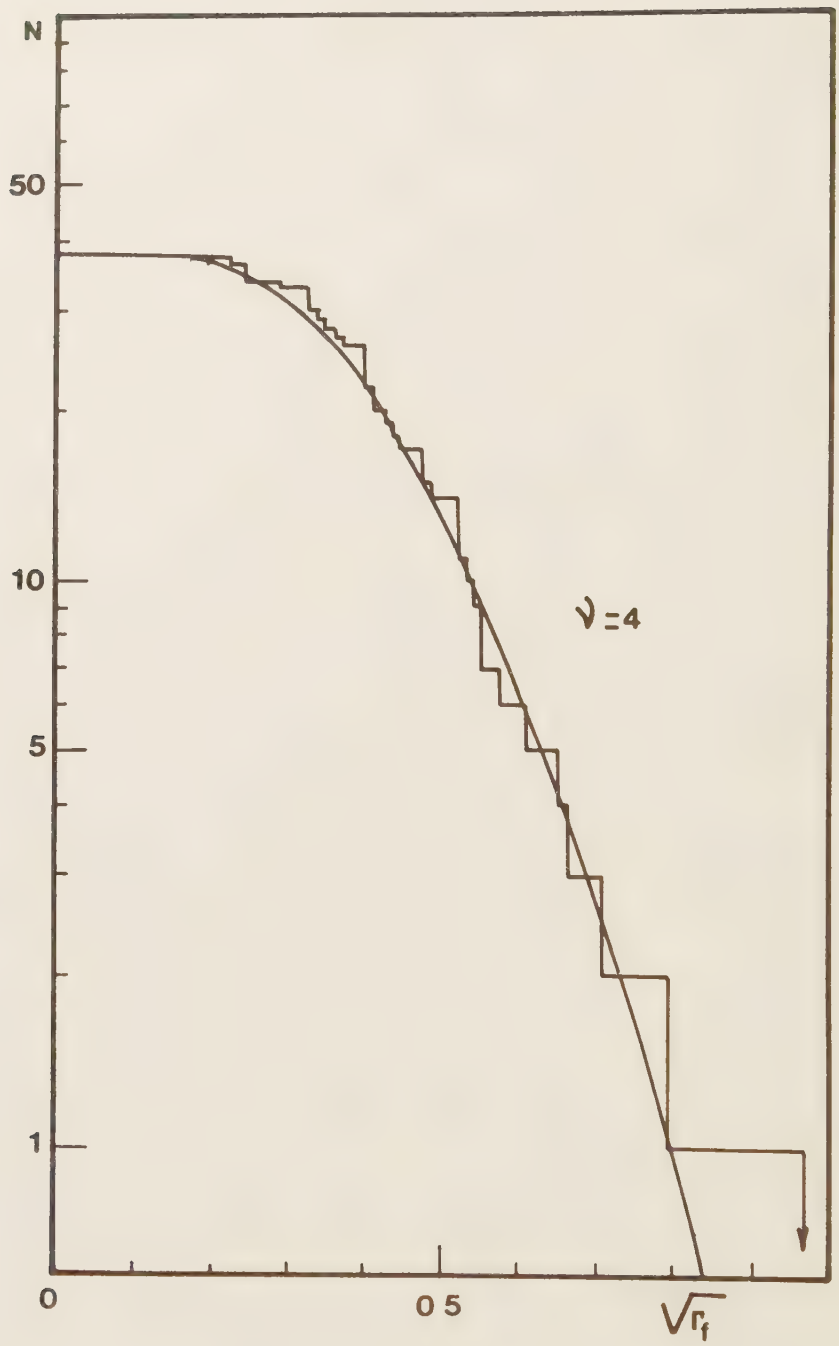


Fig VIII, 4